This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

A propos de ce livre

Ceci est une copie numérique d'un ouvrage conservé depuis des générations dans les rayonnages d'une bibliothèque avant d'être numérisé avec précaution par Google dans le cadre d'un projet visant à permettre aux internautes de découvrir l'ensemble du patrimoine littéraire mondial en ligne.

Ce livre étant relativement ancien, il n'est plus protégé par la loi sur les droits d'auteur et appartient à présent au domaine public. L'expression "appartenir au domaine public" signifie que le livre en question n'a jamais été soumis aux droits d'auteur ou que ses droits légaux sont arrivés à expiration. Les conditions requises pour qu'un livre tombe dans le domaine public peuvent varier d'un pays à l'autre. Les livres libres de droit sont autant de liens avec le passé. Ils sont les témoins de la richesse de notre histoire, de notre patrimoine culturel et de la connaissance humaine et sont trop souvent difficilement accessibles au public.

Les notes de bas de page et autres annotations en marge du texte présentes dans le volume original sont reprises dans ce fichier, comme un souvenir du long chemin parcouru par l'ouvrage depuis la maison d'édition en passant par la bibliothèque pour finalement se retrouver entre vos mains.

Consignes d'utilisation

Google est fier de travailler en partenariat avec des bibliothèques à la numérisation des ouvrages appartenant au domaine public et de les rendre ainsi accessibles à tous. Ces livres sont en effet la propriété de tous et de toutes et nous sommes tout simplement les gardiens de ce patrimoine. Il s'agit toutefois d'un projet coûteux. Par conséquent et en vue de poursuivre la diffusion de ces ressources inépuisables, nous avons pris les dispositions nécessaires afin de prévenir les éventuels abus auxquels pourraient se livrer des sites marchands tiers, notamment en instaurant des contraintes techniques relatives aux requêtes automatisées.

Nous vous demandons également de:

+ *Ne pas utiliser les fichiers à des fins commerciales* Nous avons conçu le programme Google Recherche de Livres à l'usage des particuliers. Nous vous demandons donc d'utiliser uniquement ces fichiers à des fins personnelles. Ils ne sauraient en effet être employés dans un quelconque but commercial.

+ *Ne pas procéder à des requêtes automatisées* N'envoyez aucune requête automatisée quelle qu'elle soit au système Google. Si vous effectuez des recherches concernant les logiciels de traduction, la reconnaissance optique de caractères ou tout autre domaine nécessitant de disposer d'importantes quantités de texte, n'hésitez pas à nous contacter. Nous encourageons pour la réalisation de ce type de travaux l'utilisation des ouvrages et documents appartenant au domaine public et serions heureux de vous être utile.

+ *Ne pas supprimer l'attribution* Le filigrane Google contenu dans chaque fichier est indispensable pour informer les internautes de notre projet et leur permettre d'accéder à davantage de documents par l'intermédiaire du Programme Google Recherche de Livres. Ne le supprimez en aucun cas.

+ *Rester dans la légalité* Quelle que soit l'utilisation que vous comptez faire des fichiers, n'oubliez pas qu'il est de votre responsabilité de veiller à respecter la loi. Si un ouvrage appartient au domaine public américain, n'en déduisez pas pour autant qu'il en va de même dans les autres pays. La durée légale des droits d'auteur d'un livre varie d'un pays à l'autre. Nous ne sommes donc pas en mesure de répertorier les ouvrages dont l'utilisation est autorisée et ceux dont elle ne l'est pas. Ne croyez pas que le simple fait d'afficher un livre sur Google Recherche de Livres signifie que celui-ci peut être utilisé de quelque façon que ce soit dans le monde entier. La condamnation à laquelle vous vous exposeriez en cas de violation des droits d'auteur peut être sévère.

À propos du service Google Recherche de Livres

En favorisant la recherche et l'accès à un nombre croissant de livres disponibles dans de nombreuses langues, dont le français, Google souhaite contribuer à promouvoir la diversité culturelle grâce à Google Recherche de Livres. En effet, le Programme Google Recherche de Livres permet aux internautes de découvrir le patrimoine littéraire mondial, tout en aidant les auteurs et les éditeurs à élargir leur public. Vous pouvez effectuer des recherches en ligne dans le texte intégral de cet ouvrage à l'adresse `http://books.google.com`

LIBRAIRIE MARITIME ET COLONIALE
MECANIQUE
DU
HAVRE
EXAMEN THÉORIQUE
C. DOYERE

Eng 5059.03

Harvard College Library

FROM THE BEQUEST OF

GEORGE HAYWARD, M.D.,

OF BOSTON,

(Class of 1809).

LIBRAIRIE MARITIME ET COLONIALE

AUGUSTIN CHALLAMEL, ÉDITEUR

17, Rue Jacob, Paris

BIBLIOTHÈQUE DES CAPITAINES DE COMMERCE

Et des Candidats aux Examens de la Marine Marchande

OUVRAGES RÉDIGÉS CONFORMÉMENT AUX PROGRAMMES

PROGRAMME DES EXAMENS pour les brevets de Capitaine au long cours, et de Maître au cabotage; pour les diplômes d'élève et d'officier de la Marine marchande et pour le commandement des bateaux à vapeur armés au bornage et à la petite pêche. Brochure in-8°. *(Programme de 1902)* ..... 1 fr.

RECUEIL DE DOCUMENTS nécessaires aux capitaines et aux candidats. Appel des pilotes. Nouveau Règlement sur le service des feux. Accidents et collisions en mer. Commandements bâbord et tribord. Jaugeage des navires. Éclairage des bateaux et obstacles en rivières. Arrimage des marchandises. *Calcul du chargement. Composition du tonneau d'affrêtement.* Brochure in-8°..... 1 fr. 50

Cours de MACHINES A VAPEUR, par ABRAHAM, ingénieur des constructions navales, et Ch. BORD, professeur d'hydrographie. Un vol. in-8°, cartonné toile, avec 312 figures dans le texte... ..... 7 fr. 50

Notions élémentaires de MÉCANIQUE DU NAVIRE, 1re partie, *Examen théorique,* par Ch. DOYÈRE, ingénieur de la marine, sous-directeur de l'Ecole du Génie Maritime. Un volume in-8°, cartonné toile (141 gravures), nouvelle édition..... 4 fr.

— 2e partie, *Examen d'application* (Examen pratique) par Ch. DOYÈRE. Un volume in-8°, cartonné toile, illustré de 295 gravures..... 4 fr.

ARITHMÉTIQUE-ALGÈBRE-TRIGONOMÉTRIE, par J. VALLEREY, professeur d'hydrographie. Un volume in-8°, cartonné toile, illustré de nombreuses figures dans le texte. Nouvelle édition revisée, 1902..... 7 fr. 50

GÉOMÉTRIE et MÉCANIQUE, par J. VALLEREY. Un volume in-8°, cartonné toile, illustré de nombreuses figures dans le texte..... 7 fr. 50

MÉCANIQUE, PHYSIQUE, CHIMIE, par E. GARNAULT, examinateur d'hydrographie en retraite. Un fort volume in-8°, cartonné toile, illustré de 325 gravures.... 8 fr.

Précis de COSMOGRAPHIE et de NAVIGATION, et Notions de TRIGONOMÉTRIE SPHÉRIQUE, par G. DE LANNOY, professeur d'hydrographie. Un volume in-8°. cartonné toile (*2e édition revisée 1900*)..... 6 fr.

PHYSIQUE DU GLOBE, par J. VALLEREY. Un volume in-8°, broché, avec nombreuses figures et cartes hors texte..... 3 fr.

HISTOIRE MARITIME DE LA FRANCE depuis Colbert, par G. QUESNEL, directeur à l'École supérieure de Commerce de Montpellier. Un volume in-8°, cartonné toile *(nouvelle édition revisée, 1901)*..... 4 fr.

Notions de GÉOGRAPHIE GÉNÉRALE et *Étude spéciale des Colonies des Nations Européennes,* par SIEURIN. In-8°, cartonné toile, *nouvelle édition 1900,* accompagnée de 4 cartes..... 4 fr.

Augustin CHALLAMEL, Librairie Maritime et Coloniale
17, RUE JACOB, PARIS

POLICE DE LA NAVIGATION, *Éléments de Droit maritime administratif,* par P. MANGON DE LA LANDE, sous-chef de bureau au ministère de la marine. Br. in-8° ..... 2 fr. 50

Précis du DROIT MARITIME, commercial et administratif, par A. FRIOCOURT, inspecteur des Services administratifs de la Marine. Un vol. in-8°, 2e édition, cartonné toile ..... 5 fr.

MANUEL DE SAUVETAGE, publié sous les auspices de la Société de Sauvetage des Naufragés, par J. CHARDON, lieutenant de vaisseau. Un volume in-8°, cartonné toile, illustré de 78 gravures ..... 4 fr.

L'ANGLAIS MARITIME COMMERCIAL, *Conversation et correspondance sur des sujets maritimes. — Documents, connaissements, charte-partie,* etc. — *Poids, mesures, monnaies.— Termes nautiques.* — Par O. DE JASSAUD, courtier maritime, traducteur juré; brochure in-8° ..... 2 fr.

TYPES DE CALCULS NAUTIQUES, *Long Cours,* avec explications complètes dans le texte, par G. DE LANNOY, professeur d'hydrographie. Un cahier in-4° ..... 1 fr. 50

— Les mêmes (*édition spéciale pour les examens*), sans annotations ..... 1 fr. 25

TYPES DE CALCULS, *Cabotage,* avec explications complètes dans le texte, par G. DE LANNOY, professeur d'hydrographie. Un cahier in-4° ..... 1 fr.

— Les mêmes (*édition spéciale pour les examens*), sans annotations ..... 0 fr. 75

NOUVEAU MANUEL DU CABOTEUR contenant des notions élémentaires, d'arithmétique, de géométrie, d'astronomie et les calculs nautiques les plus utiles. Ouvrage complété et mis à jour conformément aux nouveaux programmes par G. LAVIEUVILLE, professeur de l'Université, directeur de l'école d'hydrographie de Dieppe. Un volume in-8°, cartonné toile, illustré de nombreuses gravures *(nouvelle édition, 1900)* 6 fr.

LA MACHINE A VAPEUR, notions élémentaires à l'usage des maîtres au cabotage et des candidats à ce grade, par A. LETELLIER, ingénieur. Un volume in-8°, avec gravures et planches hors texte, cartonné toile ..... 3 fr.

COMPLÉMENTS AU NOUVEAU MANUEL DU CABOTEUR, par G. LAVIEUVILLE, directeur de l'Ecole libre d'hydrographie de Dieppe, 1 volume in-8° ..... 1 fr. 50

A l'usage des candidats au grade d'officier de la marine marchande

---

MANUEL DU MANŒUVRIER à l'usage des élèves de l'*École navale* et de l'*École d'application* (3e édition).

Tome Ier (première année), in-8° cartonné toile, avec figures ..... 5 fr.
— II (deuxième année), — — ..... 5 »
— III (troisième année), — — ..... 5 »

Augustin CHALLAMEL, Librairie Maritime et Coloniale
17, RUE JACOB, PARIS

OUVRAGES USUELS DE NAVIGATION

(Extrait de notre Catalogue Marine)

Envoi franco sur demande.

Ces ouvrages, bien que ne faisant pas partie de la **Bibliothèque des Capitaines de Commerce,** *sont pour la plupart nécessaires aux candidats pendant le cours de leurs études.*

Tables des Logarithmes à six décimales pour les nombres et les lignes trigonométriques, et **Tables de Navigation,** par G. FRIOCOURT, lieutenant de vaisseau, professeur de calculs nautiques à l'Ecole navale, in-8° *(nouvelle édition revisée, 1901).*

Ouvrage en usage à l'École Navale

Broché.	9 fr.
Cartonné toile.	10 fr. 50
Relié demi-chagrin.	12 fr. »

Tables des azimuts du soleil, de la lune et de tous les astres, par LABROSSE, ancien officier de marine (planètes, étoiles), dont la déclinaison est comprise entre 30° sud et 30° nord, pour les latitudes du navire variant de 61° sud à 61° nord. 1 vol. grand in-8°, accompagné d'une traduction *anglaise, allemande* et *espagnole.* 10e édition revue et corrigée. 11 fr. 50

Tables nautiques pour abréger et simplifier les calculs journaliers à la mer, par LABROSSE, *complément des tables d'azimuts; 4e édition* revue et augmentée. In-8° avec 3 planches. 6 fr. 50

Tables destinées à abréger les calculs nautiques, par PERRIN, capitaine de vaisseau; correction Pagel, azimut, angle de route pour l'arc de grand cercle. In-8° avec figures *(3e édition revisée, 1901).* 3 fr. 50

Tables du point auxiliaire *pour trouver rapidement la hauteur et l'azimut estimés,* par SOUILLAGOUET (F.), *ancien officier de marine, professeur d'hydrographie de 1re classe.* — Nouvelle édition. 12 fr.

Tables pour trouver l'azimut du soleil, de la lune et des planètes, par SOUILLAGOUET, Brochure gr. in-8°. 2 fr. 50

Rapporteur azimutal, par J. VALLEREY, *professeur d'hydrographie,* collé sur carton avec notice explicative. 2 fr.

Régulation et compensation des compas. — Traité théorique et pratique, par A. COLLET, lieutenant de vaisseau, répétiteur à l'Ecole Polytechnique (2e édition), 1 volume in-8°. 10 fr.

Types de Calculs conformes aux nouveaux énoncés et aux notations officielles, par J. VALLEREY, professeur d'hydrographie.

Long cours, un cahier in-4°. 1 fr. 50

Cabotage, un cahier in-4°. 1 fr. 25

Officiers de la marine marchande, un cahier in-4°. 0 fr. 60

Actes de l'État civil *reçus en mer* (testaments et procurations). *Lois du 8 juin 1893* (Textes et commentaires), par WILHELM et TRAYERE. Ouvrage suivi d'un appendice sur la condition juridique des marins et militaires. In-18, cartonné toile. 3 fr. 50

Notes pratiques à l'usage des consuls et des armateurs (*législation anglaise, législation française*), par P. MAISTRE, vice-consul de France à Cardiff, un volume in-8°. 4 fr.

Annuaire des marées des côtes de France (paraissant chaque année). 1 fr

Connaissance des temps (paraissant chaque année), 1 vol. in-8°. 4 fr.

— (Extrait) id. brochure in-8°. 1 fr. 50

Éphémérides astronomiques et *annuaire des marées*. In-18 paraissant chaque année (1903, 33e année). 1 fr. 50

Code International des Signaux à l'usage des bâtiments de toutes les nations. 1 vol. in-4°, cartonné, nouvelle édition, obligatoire depuis le 1er janvier 1902. 11 fr.

Loi sur la Marine Marchande du 7 avril 1902, décret du 9 septembre 1902 portant règlement d'administration publique. — Arrêtés ministériels des 9 septembre et 2 octobre 1902. Barêmes des cœfficients des primes à la navigation et des compensations d'armement. — Articles restant en vigueur de la loi et du décret de 1893. Brochure in-8°. 2 fr.

Primes à la navigation, déclaration d'armement et registre de traversées, un cahier in-4° pour 10 escales. 3 fr.

Circulaire de la Direction générale des Douanes du 10 septembre 1902 pour l'application de la loi du 7 avril 1902 sur la marine marchande. Brochure in-8°. 1 fr. 50

Livre de cubage. — Tables métriques de 2 en 2 centimètres indiquant en mètres cubes l'encombrement à bord des navires des caisses et des futailles de toutes dimensions. — Tables de conversion en tonneau français, anglais ou américain, 1 volume relié toile, 6e édition. 15 fr.

Lois et Décrets sur l'Inscription maritime.

La Caisse de Prévoyance. La Composition des rations, etc. Livres de bord.

Journal nautique. Imprimés divers.

Alençon. — Imp, A. HERPIN, 9, rue du Cygne. 49

NOTIONS ÉLÉMENTAIRES

DE

MÉCANIQUE DU NAVIRE

TYPOGRAPHIE FIRMIN-DIDOT ET Cie. — MESNIL (EURE).

BIBLIOTHÈQUE DES CAPITAINES DE COMMERCE
ET DES CANDIDATS AUX EXAMENS DE LA MARINE MARCHANDE

NOTIONS ÉLÉMENTAIRES

DE

MÉCANIQUE DU NAVIRE

PAR

Ch. DOYÈRE

INGÉNIEUR EN CHEF DE LA MARINE
ANCIEN SOUS-DIRECTEUR DE L'ÉCOLE D'APPLICATION DU ÉNIE MARITIME
DIRECTEUR DE L'ARSENAL DE FOU-TCHEOU (CHINE)

Ouvrage rédigé conformément aux programmes des examens

1re PARTIE

EXAMEN THÉORIQUE

PARIS
AUGUSTIN CHALLAMEL ÉDITEUR
LIBRAIRIE MARITIME ET COLONIALE
17, RUE JACOB, 17

Deuxième édition — 1903

Eng 5059.03

HARVARD COLLEGE
JAN 4 1904
LIBRARY.

Hayward Lund

INTRODUCTION

Le décret du 18 septembre 1893 sur la Marine marchande impose aux candidats à certains grades une étude élémentaire de la « *Mécanique du navire* », et comprend sous ce titre deux parties, une *partie théorique* (Théorie du navire) et une *partie pratique* (Construction du navire). Le présent petit ouvrage correspond à la première partie.

Toutefois, nous nous sommes attaché plutôt à l'esprit qu'à la lettre du programme formulé par le décret : il nous a paru en effet, d'après sa rédaction même, devoir être considéré comme une indication d'ensemble des connaissances exigées, mais non comme le sommaire précis et détaillé d'un livre d'enseignement. En particulier, nous nous sommes complètement écarté de l'ordre du programme, et nous n'avons pas hésité à ajouter, tout à fait en dehors de ses limites, certains développements, ou renseignements qui nous ont paru d'une grande utilité pratique : citons par exemple les formules approximatives de M. Normand pour l'évaluation du déplacement et de la stabilité,

plusieurs tableaux de données numériques et enfin le chapitre X tout entier (*Résistance des Carènes et propulsion*).

Autant que possible, nous avons tâché de rendre notre rédaction simple et accessible à tous : dans ce but, nous avons rejeté du texte même de l'ouvrage et renvoyé dans des notes complémentaires toute démonstration un peu longue, tout développement mathématique un peu compliqué. L'intelligence du texte proprement dit n'exige des lecteurs que des connaissances de Géométrie, d'Algèbre et de Mécanique élémentaires. Les notes vont un peu plus loin et supposent connus la notion des quantités infiniment petites, les éléments du Calcul différentiel ou du moins ses notations, et les idées fondamentales de la Mécanique rationnelle concernant l'inertie de la matière, le mouvement varié, les accélérations, etc. Elles restent néanmoins très élémentaires : nous n'avons point voulu faire, en effet, un livre savant, mais en quelque sorte une œuvre de vulgarisation.

MÉCANIQUE

DU NAVIRE

PARTIE THÉORIQUE

CHAPITRE PREMIER

Définition des principaux éléments géométriques du navire.

1. Principe d'Archimède. — Tout corps plongé partiellement ou totalement dans un liquide subit, de la part de celui-ci, une poussée verticale égale au poids du liquide dont le corps tient la place et appliquée au centre de gravité du volume de ce liquide : c'est ce qu'on appelle le principe d'Archimède (1).

Quand la poussée est égale et directement opposée au poids du corps, celui-ci, en admettant qu'aucune autre force ne vienne agir sur lui, se trouve en équilibre; et si, dans ces conditions, le volume de la partie plongée n'est qu'une partie du volume total du corps, il flotte à la surface : tel est le cas d'un navire.

Un navire est donc un flotteur. D'après ce qui précède,

(1) Consulter à ce sujet un Cours de Mécanique ou de Physique.

si P représente son poids en tonneaux, V le volume en mètres cubes de la partie plongée ou *carène*, δ le poids du mètre cube du liquide sur lequel il flotte, on a l'égalité :

$$(1) \qquad P = V \times \delta$$

Dans le cas particulier où le navire flotte sur la mer, δ est égal à 1,026 et la relation précédente devient :

$$(2) \qquad P = V \times 1{,}026$$

D'une façon plus générale, on tire de l'équation (1) :

$$V = \frac{P}{\delta}$$

qui exprime que pour un flotteur dont le poids reste constant, le volume de la partie immergée est inversement proportionnel au poids du mètre cube du liquide dans lequel il est plongé. Il suit de là que lorsqu'un navire passe de la mer dans une rivière, son immersion augmente et inversement ; et cette augmentation d'immersion est loin d'être négligeable, puisqu'elle représente environ 1/40e du volume total de la carène.

2. Déplacement, flottaison, carène, œuvres-mortes. — Le poids total d'un navire, qui est égal, d'après ce qui précède, au poids du volume d'eau qu'il déplace, s'appelle, pour cette raison, le *déplacement* de ce navire : on l'exprime en tonneaux de 1000k.

L'intersection de la surface du navire par le plan qui forme le niveau de la mer s'appelle la *flottaison*. Elle divise le navire en deux portions bien distinctes, celle qui est en dessous du niveau de l'eau et celle qui est au-dessus de l'eau.

La première se nomme la *carène* ou *œuvres vives*, la deuxième *accastillage* ou *œuvres mortes*. Cette dernière va de la flottaison au pont des gaillards : on réserve

généralement la dénomination d'*œuvres légères* ou *superstructure* à des installations faites au-dessus de ce pont.

3. Déplacement d'un navire en pleine charge, lège. Exposant de charge. — Le déplacement d'un navire est essentiellement variable suivant l'état de son chargement.

Parmi toutes les valeurs qu'il peut prendre, on en considère deux principales : le déplacement en pleine charge et le déplacement complètement lège.

Le *déplacement en pleine charge* est celui du navire ayant son chargement complet.

Le *déplacement complètement lège* correspond à la coque emménagée et cuirassée, avec ses accessoires.

La différence entre ces deux déplacements constitue *l'exposant de charge*.

L'exposant de charge comprend donc tout ce qui ne fait pas partie de la coque, c'est-à-dire : la machine, les chaudières, les appareils auxiliaires tels que grues et cabestans à vapeur, servo-moteur, dynamos, etc. ; la mâture et la voilure, les ancres, les chaînes, les embarcations ; — les approvisionnements de combustible, d'eau, de vivres, de matières diverses ; — l'équipage avec son matériel de vêtements et de couchage ; — enfin et surtout, pour un navire de commerce, le chargement.

Entre les deux états extrêmes que nous venons de définir, il existe une infinité d'intermédiaires et un navire est plus ou moins lège suivant qu'il a à bord une plus ou moins grande partie des poids ci-dessus énumérés. Ainsi, par exemple, on dit fréquemment qu'un bâtiment de commerce est *lège* quand il n'a pas de chargement.

4. Plan longitudinal, extrémités, côtés. — Les deux côtés d'un navire sont symétriques par rapport à un plan qui, lorsque les poids sont convenablement arrimés, se trouve vertical. Ce plan, dirigé dans le sens de la

plus grande dimension du navire, est appelé *plan longitudinal ou plan diamétral.*

L'extrémité de ce plan qui correspond à la direction de la marche habituelle du navire se nomme *l'avant* (*AV*); l'autre extrémité est l'*arrière* (*AR*).

La moitié du navire située à la gauche d'un observateur placé dans le plan diamétral, la face tournée vers l'avant, s'appelle le côté *babord*, l'autre est le côté *tribord.*

5. Flottaisons isocarènes. — Étant donné un navire d'un certain déplacement, si on porte des poids d'un bord, le navire incline de ce côté; par suite, la ligne de flottaison change sur la carène, mais le volume de celle-ci conserve sa valeur. Par un transport de poids vers l'*AR* ou l'*AV*, on peut également faire plonger le bâtiment vers chacune de ses extrémités.

Il existe, en un mot, pour un déplacement donné d'un navire, une infinité de lignes de flottaison qui limitent des carènes différentes, mais de même volume. On les nomme *flottaisons isocarènes.* Les flottaisons qui sont perpendiculaires au plan longitudinal sont appelées *flottaisons droites.* Une flottaison droite parallèle à la quille est dite *sans différence;* les autres sont dites *en différence.*

Quand on établit le projet d'un navire, on prévoit, pour ce navire en charge, une certaine différence, et on trace les plans en donnant au bâtiment la flottaison correspondante. Cette flottaison est appelée *flottaison en différence normale;* ou simplement *flottaison en différence*, ou *flottaison du plan.*

6. Dimensions principales d'une carène. — Dans toute carène, on considère les dimensions principales suivantes :

Dans le sens de la longueur, c'est-à-dire dans le sens de l'avant à l'arrière du bâtiment, on distingue la *lon-*

gueur entre perpendiculaires. C'est la distance entre deux perpendiculaires à la flottaison du plan menées par les points ci-après :

La perpendiculaire A passe par l'intersection de cette flottaison avec le contour extérieur de l'étrave, s'il s'agit d'un navire à étrave élancée (navire à guibre) (fig. 1) ou à étrave droite ; elle tangente le contour de l'étrave dans le cas d'un navire à éperon (fig. 2) ou à étrave renversée (fig. 3). Cela revient à dire, en somme, que la perpendiculaire A passe toujours par le point de la *carène* qui est situé le plus vers l'avant, dans le plan diamétral.

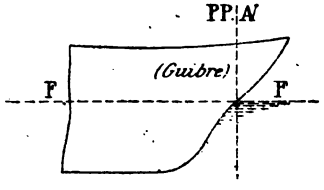


Fig. 1.

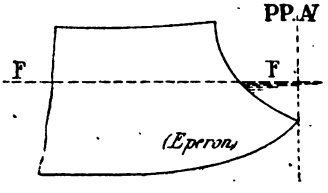


Fig. 2.

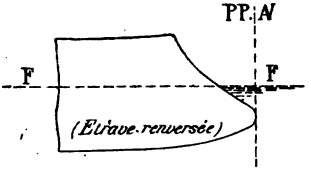


Fig. 3.

De même, la perpendiculaire A' est menée par le point de la carène immergée qui se trouve situé le plus loin vers l'arrière (fig. 4).

La longueur entre perpendiculaires ainsi définie est donc égale à la longueur totale de la carène.

Cette définition des perpendiculaires n'est d'ailleurs pas universellement adoptée. Souvent on fait passer la perpendiculaire arrière par le point d'intersection de la flottaison du plan avec l'axe de la mèche du gouvernail, c'est-à-dire suivant AB (fig. 4).

Par *longueur de pointe en pointe,* on entend la dis-

tance entre les deux perpendiculaires à la flottaison du plan qui tangentent les extrémités avant et arrière du bâtiment (et non plus de la carène). Elle donne, mieux que la longueur entre perpendiculaires, une idée de l'encombrement longitudinal du navire. Aussi la désigne-t-on souvent sous le nom de *longueur d'encombrement.*

Dans le sens transversal, c'est-à-dire dans la direction perpendiculaire au plan longitudinal, on considère la *largeur au milieu et à la flottaison et la largeur au fort.* La première est comptée suivant l'intersection de la flottaison avec le *couple-milieu,* ce couple étant la section transversale du bâtiment au milieu de la longueur entre perpendiculaires.

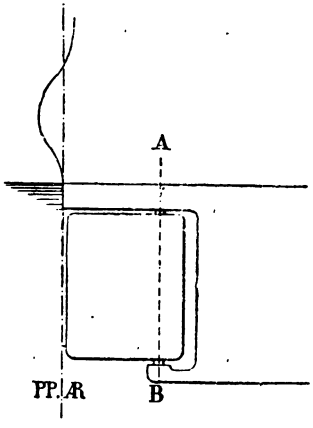


Fig. 4.

Souvent, au lieu de considérer le *couple-milieu,* on considère le *maître-couple :* c'est la section transversale du bâtiment qui a la plus grande surface.

La *largeur au fort* est la plus grande largeur du navire.

Dans le sens vertical, on considère la *profondeur de carène,* qui est la portion de verticale comprise, dans le plan longitudinal et au couple milieu, entre la flottaison en charge et en différence et la surface de carène.

La *surface de carène* est la surface qui limite extérieurement le volume de carène, non comprise la partie saillante de la quille et de la fausse quille.

Pour un navire en bois ou pour un navire en fer bordé à francs bords, la surface de carène est donc la surface

extérieure du bordé. Mais pour un bâtiment à clins, ce ne peut être (fig. 5) ni la surface extérieure des virures de recouvrement (A B C D E F..) ni la surface intérieure de ces mêmes virures (G H I J K...) : la première donnerait, en effet, une évaluation trop forte du volume de carène, la seconde une évaluation trop faible. La surface de carène est alors une surface intermédiaire, telle que le volume de la portion des virures de recouvrement laissée en dehors soit équivalent au volume des vides qui restent entre cette surface fictive et la surface extérieure des virures de placage.

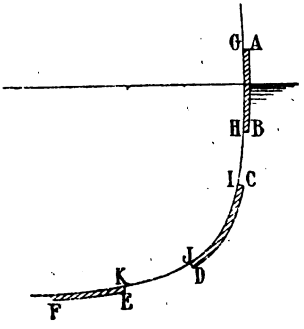


Fig. 5.

Le *fond de carène* est le trait extérieur de la râblure de quille pour les navires en bois, le dessous de la tôle-quille (bordé moyen) pour les bâtiments en fer ou en acier, ou le trait qui en tient lieu s'il n'y a pas de tôle-quille. La profondeur de carène est alors la portion de la perpendiculaire milieu comprise entre la flottaison du plan et le fond de carène.

On distingue encore dans le sens vertical le *creux sur fond de carène à la ligne droite des baux du pont des gaillards,* distance mesurée verticalement au couple milieu entre le fond de carène et la ligne droite considérée : cette ligne droite elle-même est l'horizontale AB (fig. 6) qui joint les deux points où la surface supérieure du maître-bau, prolongée, rencontre la surface extérieure de la carène.

Au lieu du creux sur fond de carène, on considère souvent le *creux sur quille;* c'est la distance verticale

entre la ligne droite ci-dessus définie et le dessus de quille, ou trait intérieur de la râblure de quille. On nomme *râblure* la mortaise triangulaire pratiquée dans chaque face latérale d'une quille en bois, sur toute la longueur du navire, pour loger le bordé dans sa partie inférieure. Le *dessus de quille* ou trait *intérieur* de la râblure est l'arête supérieure de cette mortaise.

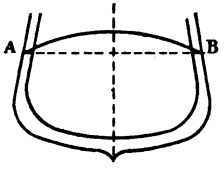


Fig. 6.

7. Lignes représentatives d'une carène. — On représente les formes extérieures d'un navire à l'aide d'un certain nombre de lignes tracées sur sa surface.

Ces lignes sont de trois sortes, toutes les trois planes, savoir :

1° Les *lignes d'eau* ou *sections horizontales* : ce sont les intersections de la carène avec des plans parallèles à la flottaison du plan ;

2° Les *couples* ou *sections verticales,* intersections de la carène par des plans parallèles au couple milieu, c'est-à-dire perpendiculaires à la fois au longitudinal et à la flottaison du plan ;

3° Les *sections longitudinales,* parallèles au plan longitudinal.

On trace en général 10 lignes d'eau équidistantes dans l'intervalle de la profondeur de carène et on les numérote à partir du bas. Celle qui passe par l'intersection de la perpendiculaire milieu avec le fond de carène reçoit le numéro *zéro*, et ainsi de suite jusqu'à la flottaison en charge qui est la 10e. On a pris également pour règle dans la Marine militaire de tracer une 11e ligne d'eau au-dessus de la flottaison et à une distance de celle-ci égale à la distance constante qui sépare les lignes d'eau successives. On en ajoute en outre deux ou

trois autres à des intervalles quelconques, dans les œuvres mortes, pour bien définir les formes de ces dernières.

Les couples sont au nombre de 20, partageant en intervalles égaux la longueur entre perpendiculaires : le couple milieu porte le numéro zéro; les autres sont numérotés de 1 à 10 en allant du milieu vers les extrémités.

Les longitudinales sont d'ordinaire au nombre de 5, en plus de la section diamétrale; elles sont équidistantes; la plus éloignée du plan longitudinal est tenue à une distance de ce plan égale aux 3/4 de la 1/2 largeur du navire.

Outre ces lignes, on trace encore les *lisses planes* qui servent à compléter la représentation des formes de la carène, principalement dans les fonds. Ces lisses sont obtenues en coupant la surface de la carène par des plans perpendiculaires aux plans des couples, mais obliques par rapport au diamétral : on en fait passer 4 ou 5 par des points convenablement espacés du contour du couple milieu. Pour que les intersections de ces plans avec les contours des divers couples soient bien nettement définies, on les dirige de telle façon qu'ils coupent ces contours sous des angles se rapprochant de 90°; cela conduit en général à faire passer par un même point du couple milieu deux directions différentes de lisses planes, l'une pour l'avant, l'autre pour l'arrière.

La représentation de la surface de carène est complétée par les *lisses à double courbure* ou *livets*. Un livet est la ligne d'intersection de la surface de carène avec la surface supérieure des barrots d'un pont prolongée. Il y a ainsi autant de livets que de ponts. Les lisses à double courbure rendent bien compte des formes des œuvres mortes.

Il est réglementaire, dans la marine militaire, de tracer les lignes d'eau *en bleu*; les couples, les longitu-

dinales ainsi que les lisses planes *en noir*; les livets *en rouge*.

Toutes les lignes planes sont représentées dans leur plan, soit par une projection, soit par un rabattement. Les livets, qui sont des lignes gauches, sont figurés en projection.

On est ainsi conduit à avoir trois plans principaux de projection :

1° Un plan parallèle à la flottaison ou *plan horizontal* sur lequel sont projetées les lignes d'eau ;

2° Un plan parallèle aux couples ou *plan vertical*, sur lequel se représentent les couples;

3° Le plan longitudinal pour les sections longitudinales.

On a de plus une série de plans de rabattement, un pour chaque lisse plane ou moitié de lisse plane. Enfin les livets sont figurés en projection sur les trois plans principaux.

Dans tout plan de formes de navire, il est d'usage de disposer le vertical à gauche et en haut de la feuille, le longitudinal à droite et à la même hauteur, l'horizontal directement en dessous du longitudinal et la série des rabattements des lisses planes en dessous de l'horizontal. L'*AV* est toujours tourné vers la droite.

Les plans de formes sont faits à l'échelle de $10^m/_m$ par mètre pour les navires de 100^m de longueur et au-dessus; de $15^m/_m$ par mètre pour les bâtiments dont la longueur est comprise entre 50 mètres et 100 mètres; de $30^m/_m$ par mètre pour les bâtiments dont la longueur est inférieure à 50 mètres. Telles sont du moins les règles admises dans la Marine de l'État. Souvent on trace le vertical à une échelle double, afin de faciliter le relevé des dimensions exactes. Il est à peine utile de remarquer que les plans des navires étrangers sont tracés d'après d'autres échelles, qui varient suivant les unités de me-

sure du pays. L'échelle est toujours indiquée sur le plan.

La planche placée à la fin de ce volume reproduit le plan des formes d'une chaloupe de 25 mètres et permet de comprendre aisément en quoi consiste ce mode de représentation.

Il va sans dire qu'entre les trois projections d'une carène, il doit y avoir une concordance absolue. Chaque dimension se trouve reproduite sur deux des projections : par exemple, la demi-ouverture d'un couple (soit le couple n° 5 N) suivant une certaine ligne d'eau (soit la ligne d'eau 4) peut se mesurer soit sur le plan horizontal sur le tracé de la ligne d'eau, soit sur le plan vertical ou le couple est tracé à l'échelle. La hauteur d'un couple suivant une section longitudinale peut de même se mesurer soit sur le plan vertical, où le couple est tracé à l'échelle, soit sur le plan longitudinal où la section longitudinale est projetée suivant sa vraie forme : Naturellement ces dimensions doivent concorder. Il arrive souvent que dans un premier tracé, des points ne cadrent pas sur les trois projections ou ne cadrent qu'en formant des creux ou des bosses dans les lignes de la carène. On est alors amené à retoucher celles-ci, de façon à obtenir la concordance parfaite, tout en réalisant une continuité de formes satisfaisante à l'œil. Ces retouches constituent ce qu'on appelle le *balancement* du plan, opération qui s'exécute, non seulement sur le papier, mais dans le tracé à la salle des gabarits, dont il est question aux paragraphes 6 à 10 de la 2e partie de cet ouvrage. (Voir *Mécanique du Navire, partie pratique.*)

8. Échelles de tirants d'eau. — Les formes d'un navire étant données par le tracé dont il vient d'être parlé, le volume d'une carène et par suite son déplacement sont déterminés dès que l'on connaît la position du plan de la flottaison qui la limite : cette position se détermine à l'aide des échelles de tirants d'eau.

Le *tirant d'eau* d'un navire, en un point quelconque de sa longueur, est la distance verticale, mesurée en ce point, entre le plan de la flottaison et le dessous de la fausse quille.

En réalité, dans la pratique, cette distance ne se mesure pas suivant la verticale dont la direction change à chaque instant par rapport au navire, suivant l'état du chargement; elle se mesure parallèlement à une direction conventionnelle, qui est généralement perpendiculaire à la flottaison du plan. Telle est du moins la règle à peu près universellement suivie. Souvent aussi on établit les échelles perpendiculairement à la quille, c'est-à-dire aux flottaisons sans différence. Il n'y a pas d'écart appréciable dans la pratique entre ces deux façons de relever les tirants d'eau.

Il y a lieu de mesurer de chaque bord, pour définir la position d'une flottaison, trois tirants d'eau :

Le tirant d'eau avant (T_{AV}), aussi près que possible de la perpendiculaire AV ;

Le tirant d'eau arrière (T_{AR}), aussi près que possible de la perpendiculaire AR;

Le tirant d'eau milieu (T_M), dans le couple milieu.

Les *échelles de tirants d'eau* sont trois lignes graduées de chaque bord sur la surface de carène et le long desquelles on lit les tirants d'eau.

Les échelles AV sont, quand c'est possible, placées sur chacune des faces latérales de l'étrave. Quelquefois, on est amené à les reculer légèrement par rapport à la perpendiculaire AV ; c'est le cas des avants à étrave renversée. De même on est d'ordinaire conduit à avancer les échelles AR par rapport à la perpendiculaire AR. Les échelles milieu doivent toujours être au couple milieu. La graduation des échelles est faite en *nombre pair de décimètres;* les chiffres ont une *hauteur* égale à 1 décimètre et sont placés de manière à donner le tirant

d'eau correspondant à la flottaison qui passe au bas de chacun d'eux.

Donc, si en *a b* (fig. 7) le chiffre inscrit est (46) et si l'eau affleure en *b*, cela veut dire que le tirant d'eau est égal à $4^m,60$; si l'eau s'élevait au trait supérieur *a*, le tirant d'eau serait de $4^m,70$.

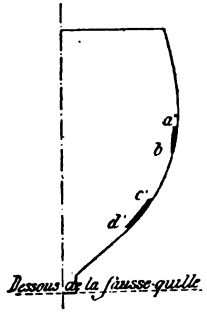


Fig. 7.

La lecture des tirants d'eau doit toujours être faite très soigneusement : avec de l'habitude et un peu d'attention, on peut, à simple vue, lire un tirant d'eau à $1^c/_m$ près, si l'eau est calme. Il en est autrement si la mer est agitée et on ne peut pas se fier à l'exactitude d'un tirant d'eau relevé dans ces conditions.

Quand un navire n'incline ni d'un bord ni de l'autre, chacun des tirants d'eau relevés d'un bord doit être égal au tirant d'eau correspondant relevé de l'autre bord. Mais quand le bâtiment a de la *bande*, c'est-à-dire est incliné sur bâbord ou sur tribord, les tirants d'eau correspondants relevés des deux bords diffèrent. La différence est faible à l'avant et à l'arrière, à cause de la faible largeur du navire, mais elle s'accuse pour les tirants d'eau milieu.

9. Différence. Arc et contre arc. — Considérons (fig. 8) une flottaison droite FF et projetons sur le longitudinal les tirants d'eau *Aa, Ii, Bb* correspondants. En général, la flottaison FF n'est pas parallèle à la quille, et le tirant d'eau arrière B*b* est plus grand que le tirant d'eau avant A*a;* il en diffère d'une quantité que l'on nomme *différence des tirants d'eau* du bâtiment. En la désignant par D, on a donc :

$$D = T \quad - T_{AV}.$$

Cette différence des tirants d'eau extrêmes caractérise

l'*assiette* du bâtiment : on nomme ainsi la pente de la quille par rapport à la flottaison considérée, c'est-à-dire le rapport $\frac{D}{L}$, en désignant par L la distance entre les deux échelles de tirants d'eau AV et AR.

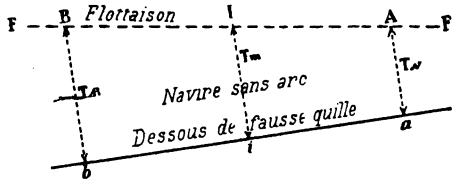


Fig. 8.

On appelle d'autre part *tirant d'eau moyen* la moyenne arithmétique des tirants d'eau avant et arrière :

$$T \text{ moyen} = \frac{1}{2}(T_{AV} + T_{AR})$$

Il ne faut pas le confondre avec le *tirant d'eau milieu Ii*.

Lorsque le navire a sa *fausse-quille droite,* ce dernier est la demi-somme de A*a* et de B*b*, c'est-à-dire qu'il est bien égal au tirant d'eau moyen.

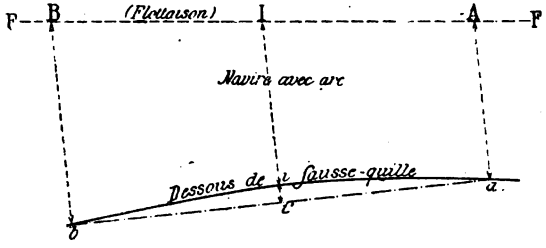


Fig. 9.

Mais il arrive souvent que des bâtiments, principalement quand ils sont en bois, se déforment après quelques années de mer, la quille prenant la forme d'une

courbe (fig. 9) dont la convexité est tournée vers le haut.

Le tirant d'eau moyen I*i'* est alors plus grand que le tirant d'eau milieu I*i*.

La différence T moyen — T milieu s'appelle l'*arc* du navire.

L'inverse a lieu si, comme il arrive quelquefois, la quille est courbée de façon à tourner sa concavité vers le haut : on dit alors que le navire a un *contre-arc* mesuré précisément par T milieu — T moyen (fig. 10).

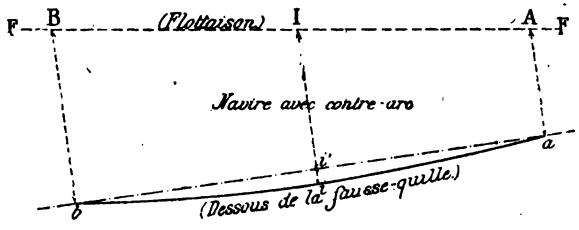


Fig. 10.

Dans les trois cas, que le navire ait sa quille droite, qu'il présente de l'arc ou du contre-arc, on a, en appelant D la différence des tirants d'eau :

$$T_{moyen} = T_{Æ} - \frac{1}{2} D = T^{Æ} + \frac{1}{2} D$$

Soit, par exemple, un bâtiment ayant 8^m de tirant d'eau Æ, $7^m,30$ de tirant d'eau milieu et $0^m,80$ de différence, On trouve immédiatement :

$$T_{moyen} = 8^m,00 - 0^m,40 = 7^m,60$$

d'où un arc égal à :

$$7^m,60 - 7^m,30 = 0^m,30$$

Si, toutes choses égales, le tirant d'eau milieu était de $7^m,75$, le navire aurait un contre-arc égal à :

$$7^m,75 - 7^m,60 = 0^m,15$$

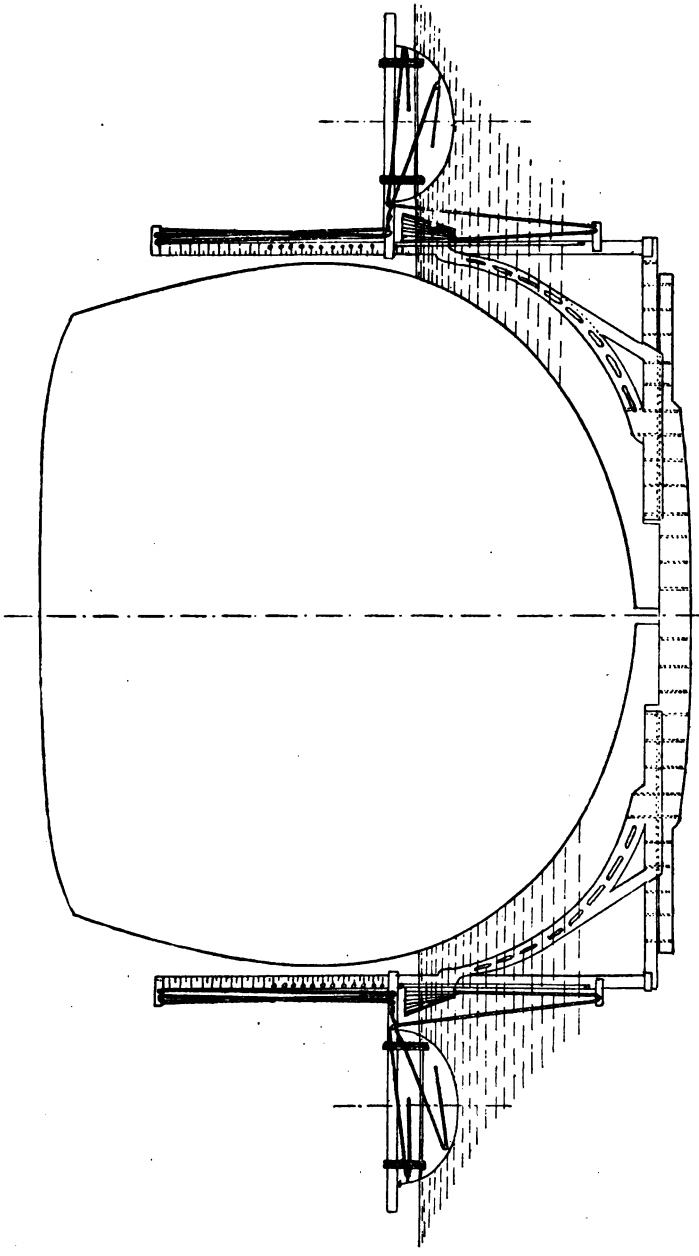


Fig. 11.

Toutefois pour que les relations ci-dessus soient exactes, il faut que les échelles des tirants d'eau extrêmes soient établies aux perpendiculaires $\mathcal{V}$ et $\mathcal{R}$ ou en soient peu éloignées. S'il en est autrement, il faut commencer par faire subir aux tirants d'eau relevés une correction, facile d'ailleurs à établir.

Mais le mieux est d'éviter cette petite difficulté en plaçant les échelles aux perpendiculaires ou du moins assez près de ces perpendiculaires pour que les corrections à faire soient négligeables : c'est ce qui a lieu en général.

10. Mesure de l'arc d'un navire au moyen du cadre. — Dans certains cas, lorsque l'arc est prononcé, ou lorsque, à la suite d'un échouage par exemple, on soupçonne que la quille du navire peut être déformée ou avariée, il peut y avoir intérêt à connaître la forme exacte de celle-ci. Pour la déterminer, on se sert d'un cadre que l'on place transversalement en divers points du navire, en le maintenant appliqué contre la fausse-quille à l'aide de palans frappés sur le cadre et manœuvrés par des hommes placés dans des chaloupes. Ce cadre (fig. 11) présente trois côtés, un horizontal qui glisse le long de la quille, deux verticaux munis de flotteurs; les branches verticales sont graduées. De la sorte, en chaque point du navire on peut mesurer la distance de la flottaison à la quille.

CHAPITRE II.

Calcul du déplacement et des divers autres éléments géométriques de la carène d'un navire.

11. Aire d'un couple ou d'une ligne d'eau. — Sans entrer dans le détail de tous les calculs qu'ont à effectuer les constructeurs pour déterminer la valeur des divers éléments géométriques de la carène d'un navire, il est nécessaire d'en connaître au moins le principe.

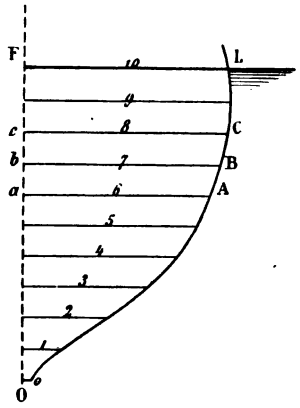


Fig. 12.

Le problème le plus simple est le suivant :

Calculer l'aire de la portion immergée d'un couple, par exemple du couple milieu.

Soient (fig. 12) OF la trace du plan diamétral du navire sur le plan du couple considéré et LAO le contour d'une des moitiés de ce couple. Les diverses lignes d'eau successives coupent son plan suivant des lignes droites parallèles et équidistantes 0, 1, 2, 3..... 8, 9, 10, qui partagent l'aire du demi-couple en une série de trapèzes mixtilignes tels que A*a* B*b*, B*b* C*c*, etc..... La superficie de ces trapèzes est, en considérant les petits arcs de courbe

AB, BC... comme des lignes droites et en appelant h la distance entre deux lignes d'eau consécutives :

$$\text{Aire du trapèze } \overline{\mathrm{A}a\ \mathrm{B}b} = h \times \left(\frac{\mathrm{A}a}{2} + \frac{\mathrm{B}b}{2}\right)$$

$$\text{Aire du trapèze } \overline{\mathrm{B}b\ \mathrm{C}c} = h \times \left(\frac{\mathrm{B}b}{2} + \frac{\mathrm{C}c}{2}\right)$$

et ainsi de suite. En commençant par le bas et en désignant successivement par $y_0\ y_1\ y_2 \ldots\ y_8\ y_9\ y_{10}$ les longueurs telles que Aa, Bb, Cc... mesurées dans les diverses lignes d'eau, on a de la sorte :

$$\begin{array}{llll}
\text{Aire du } 1^{\text{er}} \text{ trapèze} & = h \times \left(\frac{1}{2}\, y_0 + \frac{1}{2}\, y_1\right) \\
\text{— } \quad 2^{\text{e}} \quad \text{—} & = h \times \left(\frac{1}{2}\, y_1 + \frac{1}{2}\, y_2\right) \\
\text{— } \quad 3^{\text{e}} \quad \text{—} & = h \times \left(\frac{1}{2}\, y_2 + \frac{1}{2}\, y_3\right) \\
\vdots & \qquad\qquad \vdots \\
\text{— } \quad 9^{\text{e}} \quad \text{—} & = h \times \left(\frac{1}{2}\, y_8 + \frac{1}{2}\, y_9\right) \\
\text{— } \quad 10^{\text{e}} \quad \text{—} & = h \times \left(\frac{1}{2}\, y_9 + \frac{1}{2}\, y_{10}\right)
\end{array}$$

La somme de ces aires partielles représente approximativement l'aire totale du demi-couple. Mais, dans cette somme, on voit que chacune des quantités $\frac{y_1}{2}$, $\frac{y_2}{2}$, $\frac{y_9}{2}$ entre deux fois; seules la première et la dernière, y_0 et y_{10}, n'entrent qu'une fois. En sorte qu'on a :

$$\left.\begin{array}{l}\text{Demi-aire}\\ \text{du couple}\end{array}\right\} = h \times \left(\tfrac{1}{2} y_0 + y_1 + y_2 + y_3 + \ldots + y_8 + y_9 + \tfrac{1}{2} y_{10}\right)$$

Telle est la formule dont on fait usage. Les longueurs $y_0\, y_1\, y_2 \ldots$ sont ce qu'on appelle les *ordonnées* du demi-couple.

Si au lieu de calculer l'aire limitée à la 10e ligne d'eau, on veut l'aire limitée à la 6e, par exemple, on a évidemment de la même manière :

$$\text{Demi-aire} = h \times \left(\frac{1}{2}\, y_0 + y_1 + \cdots + y_5 + \frac{1}{2}\, y_6\right)$$

les ordonnées extrêmes entrant toujours pour leur moitié seulement et les autres pour leur valeur totale dans la somme entre parenthèses.

L'aire d'une *ligne d'eau*, de la flottaison par exemple, se calcule de la même manière. Soit FML (fig. 13) une

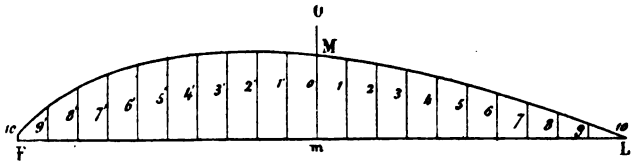


Fig. 13.

des moitiés de cette ligne d'eau ; elle est coupée par les plans des couples suivant des droites parallèles telles que M*m*, dans le couple milieu ou couple 0,1,2,3... 10 sur l'avant, 1′,2′,3′... 10′ sur l'arrière. En désignant par $y_0\, y_1\, y_2 \cdots y_{10}\; y'_1\; y'_2 \cdots y'_{10}$ les ordonnées successives et par l l'intervalle compris entre les couples, on a, de la même manière que ci-dessus :

$$\left.\begin{array}{l}\text{Demi-aire de la}\\ \text{ligne d'eau}\end{array}\right\} = l \times \left(\frac{1}{2}\, y_{10} + y_9 + \cdots + y_2 + y_1 + y_0 + y'_1 + y'_2 + \cdots + y'_9 + \frac{1}{2}\, y'_{10}\right)$$

Il y a quelques corrections à apporter à ces formules lorsque l'aboutissement de la courbe sur l'axe du navire ne se fait pas exactement sur une des ordonnées. Par exemple, dans le cas que représente la figure 14, il s'agit d'un couple dont le pied tombe entre la ligne d'eau 0 et la ligne d'eau 1. On remplace alors le contour A B C, compris entre la ligne d'eau 0 et la

ligne d'eau 2, par un contour tel que AB'O, tracé de façon à envelopper la même aire, et on prend comme ordonnée dans la ligne d'eau 0, $y_0 = 0$ et dans la ligne d'eau 1, $y_1 = bB'$. Ces corrections et d'autres analogues s'effectuent d'après des règles déterminées, mais dont l'exposé nous entraînerait trop loin (*).

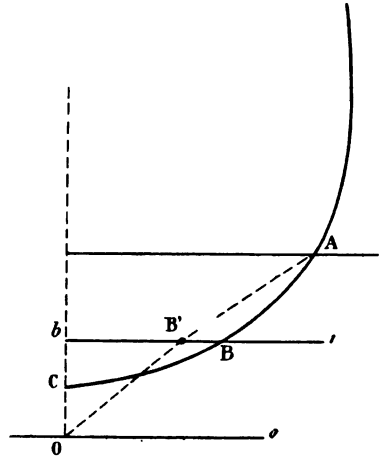


Fig. 14.

12. Volume et déplacement d'une carène. — S'agit-il maintenant d'évaluer le volume d'une carène limitée à une ligne d'eau du plan des formes, la ligne d'eau 10 par exemple? On calcule, de la façon que nous venons d'indiquer, les aires des lignes d'eau successives; soient S_0 S_1 S_2... S_9 S_{10} ces aires. Une tranche de la carène comprise entre deux lignes d'eau consécutives a sensiblement le même volume qu'un cylindre qui aurait pour base la moyenne entre les aires de ces deux lignes d'eau et pour hauteur leur écartement h. On a donc successivement, en commençant par le bas :

Volume de la tranche comprise entre les lignes d'eau suivantes :

$$0 \text{ et } 1 = h \times \left(\frac{S_0}{2} + \frac{S_1}{2}\right)$$

$$1 \text{ et } 2 = h \times \left(\frac{S_1}{2} + \frac{S_2}{2}\right)$$

(*) On pourra consulter à ce sujet le « *Cours pratique de Construction navale, professé à l'École supérieure de Maistrance. — Première partie : Géométrie du navire* ». Aug. Challamel, éditeur.

$$2 \text{ et } 3 = h \times \left(\frac{S_2}{2} + \frac{S_3}{2}\right)$$
$$\vdots \qquad\qquad \vdots$$
$$8 \text{ et } 9 = h \times \left(\frac{S_8}{2} + \frac{S_9}{2}\right)$$
$$9 \text{ et } 10 = h \times \left(\frac{S_9}{2} + \frac{S_{10}}{2}\right)$$

En faisant la somme de ces volumes partiels et en remarquant que toutes les quantités $\frac{S_1}{2}, \frac{S_2}{2} \ldots \frac{S_8}{2}, \frac{S_9}{2}$ entrent deux fois dans cette somme et que, seules, $\frac{S_0}{2}$ et $\frac{S_{10}}{2}$ n'y entrent qu'une fois, on voit que le volume V_{10} de la carène limitée par la ligne d'eau 10 est exprimé par la formule :

$$V_{10} = h \times \left(\frac{1}{2} S_0 + S_1 + S_2 + S_3 + \ldots + S_8 + S_9 + \frac{1}{2} S_{10}\right)$$

Le volume V_{10}, multiplié par 1,026, donne le déplacement du navire dans l'eau de mer, lorsqu'il a la flottaison prévue au plan des formes.

Pour effectuer ce calcul commodément, on dresse un tableau à double entrée comme celui dont nous donnons le modèle ci-après. Dans les colonnes verticales de ce tableau, on inscrit les ordonnées des lignes d'eau, en ayant soin de multiplier par $\frac{1}{2}$ les ordonnées extrêmes; et dans les lignes horizontales on inscrit les ordonnées des couples, en multipliant aussi par $\frac{1}{2}$ celles qui correspondent aux lignes d'eau 0 et 10; de cette façon, toutes les ordonnées qui se trouvent sur le pourtour du tableau sont multipliées par $\frac{1}{2}$ et celles qui se trouvent dans les angles par $\frac{1}{4}$. On a donc la disposition suivante :

Numéros des couples.	ORDONNÉES DES DEMI-LIGNES D'EAU.											Sommes des lignes horizontales.
	Ligne d'eau. 0 $\frac{1}{2}$	Ligne d'eau. 1	Ligne d'eau. 2	Ligne d'eau. 3	Ligne d'eau. 4	Ligne d'eau. 5	Ligne d'eau. 6	Ligne d'eau. 7	Ligne d'eau. 8	Ligne d'eau. 9	Ligne d'eau. 10 $\frac{1}{2}$	
10 Æ $\frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}$	
9	$\frac{1}{2}$										$\frac{1}{2}$	
8	$\frac{1}{2}$										$\frac{1}{2}$	
7	$\frac{1}{2}$										$\frac{1}{2}$	
6	$\frac{1}{3}$										$\frac{1}{2}$	
5	$\frac{1}{2}$										$\frac{1}{2}$	
4	$\frac{1}{3}$										$\frac{1}{2}$	
3	$\frac{1}{2}$										$\frac{1}{2}$	
2	$\frac{1}{2}$										$\frac{1}{2}$	
1 Æ	$\frac{1}{2}$										$\frac{1}{2}$	
0	$\frac{1}{2}$										$\frac{1}{2}$	
1 Æ	$\frac{1}{3}$										$\frac{1}{3}$	
2	$\frac{1}{2}$										$\frac{1}{2}$	
3	$\frac{1}{3}$										$\frac{1}{2}$	
4	$\frac{1}{3}$										$\frac{1}{2}$	
5	$\frac{1}{3}$										$\frac{1}{2}$	
6	$\frac{1}{2}$										$\frac{1}{2}$	
	$\frac{1}{2}$										$\frac{1}{2}$	
8	$\frac{1}{2}$										$\frac{1}{2}$	
9	$\frac{1}{3}$										$\frac{1}{3}$	
1 Æ $\frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}$	
Sommes des colonnes verticales												

Veut-on avoir l'aire de la ligne d'eau 4 par exemple? On fait la somme de la colonne correspondante et, conformément à ce qui a été dit ci-dessus, on multiplie cette somme par l pour avoir la demi-aire ou par $2l$ pour avoir l'aire totale S_4. Pour les lignes d'eau 0 et 10, la somme des colonnes correspondantes, multipliée par $2l$, donnerait seulement la moitié de l'aire.

De même, pour avoir l'aire du couple 5 $\mathcal{N}$ par exemple, on fait la somme des nombres de la ligne horizontale correspondant à ce couple et on la multiplie par h pour avoir la demi-aire, par $2h$ pour avoir l'aire totale. Pour les couples 10 $\mathcal{N}$ et 10 $\mathcal{R}$, la somme des lignes correspondantes, multipliée par $2h$, donne seulement la demi-aire.

Enfin le volume V_{10} est obtenu en totalisant toutes les sommes de colonnes contenues dans la dernière ligne (ce qui revient à totaliser tous les nombres inscrits dans le tableau), et en multipliant cette somme totale par $2hl$.

On peut calculer de la même manière les volumes V_9 V_8 V_7, limités par les lignes d'eau successives 9, 8, 7... On a évidemment en effet, d'après le raisonnement fait plus haut :

$$V_9 = h \times \left(\frac{1}{2} S_0 + S_1 + S_2 + \ldots + S_6 + S_7 + S_8 + \frac{1}{2} S_9\right)$$

$$V_8 = h \times \left(\frac{1}{2} S_0 + S_1 + S_2 + \ldots + S_6 + S_7 + \frac{1}{2} S_8\right)$$

$$V_7 = h \times \left(\frac{1}{2} S_0 + S_1 + S_2 + \ldots + S_6 + \frac{2}{1} S_7\right)$$

$$\vdots \qquad \vdots \qquad \vdots$$

On voit qu'il suffit de limiter le tableau successivement aux colonnes 9, 8, 7... en supprimant la partie qui se trouve à droite de ces colonnes et en multipliant par $\frac{1}{2}$ les chiffres de la dernière colonne conservée : la somme

totale de la partie restante, multipliée par $2hl$, donne le volume cherché.

En multipliant ces volumes successifs par 1,026, on a les déplacements correspondants.

13. Échelle de déplacement. — Généralement, les résultats de ces calculs sont résumés sur les plans de formes par le tracé d'une courbe qu'on appelle *Échelle de déplacement* et qui s'obtient de la façon suivante :

On trace les lignes d'eau successives zéro, 1, 2, 3..... (fig. 15). Puis, sur chacune d'elles, à partir d'une verti-

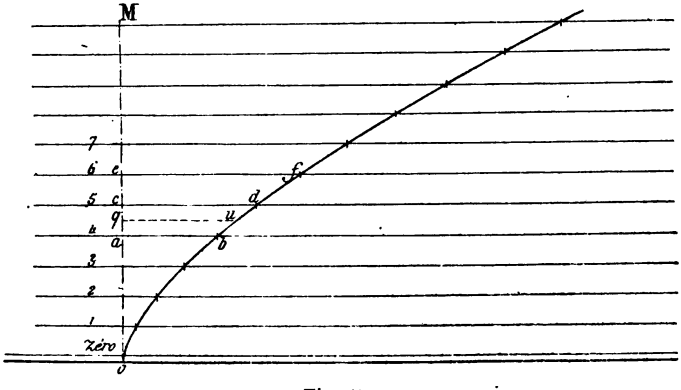


Fig. 15.

cale quelconque OM, on porte des longueurs proportionnelles aux déplacements des carènes limitées par ces lignes d'eau : par exemple, si on a trouvé que la ligne d'eau 4 limite une carène ayant un déplacement de 430 tonneaux et si on adopte l'échelle de 1 centimètre pour 100 tonneaux, on porte sur la ligne d'eau 4 une longueur ab égale à $4^{cm},3$. On en fait autant pour toutes les lignes d'eau et on joint par un trait continu et régulier tous les points ainsi obtenus.

14. Usage de l'échelle de déplacement. — Désire-t-on maintenant connaître le déplacement de la carène

limitée par une flottaison quelconque, parallèle aux lignes d'eau du plan, mais ne coïncidant avec aucune de celles-ci? Il suffit pour cela de connaître le tirant d'eau milieu qui lui correspond. Si o représente le dessous de la fausse quille au couple milieu, on porte le tirant d'eau en question, à l'échelle du dessin, de o en q et on mène par q une horizontale qui coupe l'échelle de déplacement en u : la longueur qu représente le déplacement cherché, à l'échelle du dessin.

15. Interpolation numérique. — On n'a pas toujours en main l'échelle de déplacement ou bien encore il arrive que, par suite d'une déformation du plan sur lequel elle a été tracée, cette courbe ne présente plus toute l'exactitude désirable. On peut alors, sans la tracer de nouveau, trouver la valeur du déplacement correspondant à une flottaison donnée, parallèle aux lignes d'eau du plan des formes, si on connaît simplement les déplacements limités par les diverses lignes d'eau successives.

Soit par exemple à trouver le déplacement correspondant au tirant d'eau moyen $oq = 2^m,23$, sachant que pour la ligne d'eau 4, on a :

$$T_{moyen} = 2^m,10 \qquad D_4 = 430^{tx}$$

et que pour la ligne d'eau 5, on a de même :

$$T_{moyen} = 2^m,40 \qquad D_5 = 565^{x}$$

Dans l'intervalle des lignes d'eau 4 et 5, le T moyen augmente de 30 centimètres et le déplacement de :

$$D_5 - D_4 = 565^{tx} - 430^{tx} = 135^{tx}$$

On peut donc admettre que le déplacement augmente en moyenne, dans l'épaisseur de cette tranche, de $\frac{135^{tx}}{30} = 4^{tx}\ 5$ par centimètre d'immersion. Or le tirant d'eau oq est supérieur à celui de la ligne d'eau 4 de 13

centimètres. Donc le déplacement correspondant à *oq* est approximativement :

$$D = 430^{tx} + 4^{tx}5 \times 13 = 430^{tx} + 58^{tx}5 = 488^{tx}5$$

Enfin, dans le cas où la flottaison pour laquelle on veut déterminer le déplacement est voisine d'une des lignes d'eau du plan des formes et en particulier de la flottaison en charge, on peut faire le calcul plus simplement encore si on connaît l'aire de cette ligne d'eau voisine. Par exemple, supposons que le tirant d'eau moyen *oq* soit de $4^{m},83$, et que la flottaison en charge corresponde à T moyen $= 4^{m},90$, et à un déplacement $D_{10} = 1125^{tx}$. Soit $S_{10} = 254^{mq}$ l'aire de cette flottaison en charge. Dans son voisinage on peut considérer approximativement la surface de la carène comme un cylindre ayant la flottaison pour base; donc pour chaque centimètre d'immersion, le volume de carène augmente de $0^{m3},01 \times S_{10}$, c'est-à-dire ici de $0^{m3},01 \times 254 = 2^{m3},54$ et le déplacement de $1,026 \times 0,01 \times S_{10}$ ou, $1,026 \times 2^{m3},54 = 2^{tx}606$. Or le tirant d'eau *oq* est de 7 centimètres inférieur à celui de la flottaison 10; donc le déplacement qui correspond à *oq* est :

$$D = 1125^{tx} - 2^{tx}607 \times 7 = 1125^{tx} - 18^{tx}242 = 1106^{tx}758$$

16. Détermination du déplacement correspondant à des tirants d'eau quelconque. *a.* — Ce qui précède montre comment on peut déterminer le déplacement d'un navire ayant un tirant d'eau moyen quelconque et une différence de tirants d'eau égale à celle qui a été prévue sur le plan des formes. Mais il est rare qu'à flot un navire ait exactement cette assiette. Le cas général qui se rencontre est celui d'une carène ayant une différence autre que la différence prévue et présentant souvent, en outre, de l'arc ou du contre-arc.

Le déplacement se calcule alors d'après les règles suivantes :

1° Quand le navire n'a pas d'arc ou de contre arc, on admet que quelle que soit sa différence de tirants d'eau, son déplacement est égal à celui d'une carène ayant même tirant d'eau moyen, mais limitée par une flottaison parallèle aux lignes d'eau du plan : c'est ce qu'on appelle la *règle du tirant d'eau moyen*. Supposons par exemple que pour le navire déjà cité ci-dessus, on ait relevé les tirants d'eau avant et arrière et trouvé :

$$T_{AV} = 4^{m}23 \qquad T_{AR} = 5^{m}63$$

Le tirant d'eau moyen est par suite :

$$T_{moyen} = \frac{1}{2}\left(T_{AV}+T_{AR}\right) = \frac{1}{2}\left(4^{m}23+5^{m}63\right) = \frac{1}{2}\,9^{m}86 = 4^{m}93$$

On calcule alors le déplacement comme pour une carène ayant la différence du plan et un tirant d'eau moyen égal à $4^{m}93$: c'est le calcul fait ci-dessus, et nous avons trouvé que le déplacement correspondant est $1106^{tx}758$.

En réalité, ceci n'est pas rigoureusement exact. Pour que l'erreur ne soit pas trop grande, il faut : 1° d'une part que la différence des tirants d'eau ne s'écarte pas trop de celle du plan ; dans les limites où varie habituellement la différence d'un navire à flot, on admet qu'il en est ainsi ; 2° que les deux parties de la flottaison situées l'une sur l'avant, l'autre sur l'arrière du couple milieu, soient à peu près équivalentes ; on démontre en effet qu'en réalité, deux flottaisons voisines correspondant au même déplacement se coupent suivant une droite qui passe sensiblement par leur centre de gravité ; donc, pour qu'on puisse admettre la règle du tirant d'eau moyen, il faut que le centre de gravité de la flottaison soit à peu près au milieu de sa longueur. S'il s'en écarte notablement, sur l'arrière par exemple, quand on déplace des poids à bord de façon à faire tomber le

navire sur nez, on constate qu'il enfonce de l'avant plus qu'il n'émerge de l'arrière; l'inverse a lieu si le centre de gravité de la flottaison est sur l'avant du milieu.

2° Supposons maintenant que le navire ait de l'arc. Par définition, cet arc est représenté par la flèche $f = bb'$ de la courbe $s\ b\ u$ (fig. 16) que forme la quille.

On peut voir comme il suit qu'en prenant pour dépla-

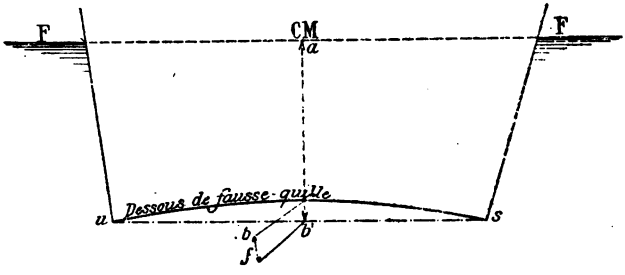


Fig. 16.

cement de la carène celui qui correspond au tirant d'eau moyen $T_{moyen} = ab'$, on commettrait une erreur par excès.

Imaginons que la carène soit décomposée en une série de tranches verticales à l'aide de couples très rapprochés Cc, Dd, Ee, Gg, Hh (fig. 17). Ce sont des tranches telles que CDcd, DEde, GHgh,..... La somme de toutes ces tranches représente exactement le volume de la carène.

Or si on attribue à ce volume la valeur qui correspond au tirant d'eau moyen ab', cela revient à faire enfoncer toutes les tranches de façon à amener leur pied sur la droite us: on augmente donc ainsi le volume réel de la partie immergée du navire.

Au contraire, si on prend comme volume celui qui correspond à un tirant d'eau moyen égal à ab, cela revient à faire remonter toutes les tranches de façon à

amener leur pied sur la parallèle à *us* passant par le point *b* : on diminue donc ainsi le volume réel de la carène.

Pour obtenir un résultat plus exact, il faut donc prendre une solution intermédiaire et on démontre qu'on se rapproche suffisamment de la réalité en attribuant

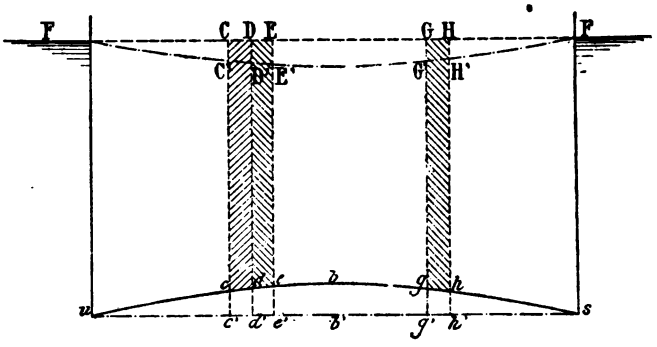


Fig. 17.

à la carène le déplacement qui correspond au tirant d'eau moyen *ab'*, diminué des $\frac{2}{3}$ de l'arc.

Soit par exemple une carène ayant les tirants d'eau ci-après :

$T_{AV} = 5^m40$ $\qquad T_{milieu} = 4^m45$ $\qquad T_{AR} = 3^m80$

Le tirant d'eau moyen est :

$$T_{moyen} = \frac{1}{2}\left(5^m40 + 3^m80\right) = \frac{1}{2}\left(9^m20\right) = 4^m60$$

Le navire a donc un arc égal à

$$f = T_{moyen} - T_{milieu} = 4^m60 - 4^m45 = 0^m15$$

dont les $\frac{2}{3}$ sont 0^m10. On cherchera donc, au moyen de l'échelle de déplacement ou par interpolation numérique,

le déplacement qui correspond au tirant d'eau moyen diminué des $\frac{2}{3}$ de l'arc, c'est-à-dire à :

$$4^{m}60 - 0^{m}10 = 4^{m}50$$

Il va sans dire que si, au lieu d'arc, la quille a du contre-arc, il faut ajouter et non retrancher $\frac{2}{3} f$.

17. Centre de carène ; sa détermination. — Il est utile, comme on le verra plus loin, de connaître le point d'application de la poussée que l'eau exerce sur la carène d'un navire : on démontre en physique que ce point est le centre de gravité du volume de la carène ; c'est ce qu'on appelle le *centre de carène*. Le navire étant symétrique par rapport à son plan longitudinal, le centre de carène est évidemment dans ce plan. Pour déterminer sa position, il suffit donc de connaître : 1° sa hauteur au-dessus de la ligne d'eau zéro ; 2° sa distance, mesurée horizontalement, en avant ou en arrière du couple milieu.

1° Pour calculer la première, on considère la carène comme partagée en tranches horizontales par les lignes d'eau du plan des formes.

Nous avons vu comment on calcule les volumes de ces tranches successives ; désignons-les par v_1 v_2 v_3... On admet que le centre de gravité de chacune d'elles est au milieu de sa hauteur ; par conséquent pour la tranche 1, il est à une hauteur $\frac{h}{2}$ au-dessus de la ligne d'eau zéro ; pour la tranche 2, il est à une hauteur $\frac{3h}{2}$, pour la tranche 3 à une hauteur $\frac{5h}{2}$ .... et ainsi de suite. Les moments successifs de ces tranches sont donc :

$$v_1 \times \frac{h}{2}$$

$$v_2 \times \frac{3h}{2}$$
$$v_3 \times \frac{5h}{2}$$
$$\vdots \qquad \vdots$$

En faisant la somme de tous ces moments on aura le moment de la carène totale, et en le divisant par son volume, on obtiendra la hauteur du centre de carène au-dessus de la ligne d'eau zéro.

2° Pour déterminer le centre de carène en longueur. on calcule d'une façon analogue le moment de la moitié avant et celui de la moitié arrière de la carène par rapport au couple milieu, en partageant cette carène en tranches au moyen des plans des couples et en admettant que le centre de gravité de chaque tranche est au milieu de sa longueur. Soit m le moment de la partie avant et m' le moment de la partie arrière : on fait la différence $m - m'$ (ou $m' - m$ suivant le cas) ; en la divisant par le volume, on a la distance du centre de carène au couple milieu ; ce centre est sur l'avant du milieu si m est $> m'$, sur l'arrière dans le cas contraire.

18. Formules approximatives. — Tous les calculs précédents supposent qu'on possède le plan des formes du bâtiment. Sans avoir ce plan, on peut se faire une idée, au moins grossièrement approchée, du déplacement d'un navire, quand on connaît simplement ses dimensions principales, longueur, largeur et profondeur de carène (ou bien tirant d'eau). Pour cela, on considère certains rapports qui caractérisent le type du navire, la finesse de ses lignes d'eau, les formes plus ou moins pleines de sa maîtresse partie, et qui établissent des relations entre les divers éléments géométriques de sa carène.

Tels sont :

1° Le rapport de la longueur à la largeur $\frac{L}{l}$;

2° Le rapport de la largeur à la profondeur de carène $\frac{l}{p}$;

3° Le rapport de l'aire du maître couple, qu'on désigne par B^2, à celle d'un rectangle ayant même largeur et même hauteur que lui, c'est-à-dire $\frac{B^2}{lp}$;

4° Le rapport de l'aire de la flottaison S à celle d'un rectangle ayant même longueur et même largeur $\frac{S}{Ll}$;

5° Le rapport du volume de carène V au volume d'un cylindre ayant même maître couple B^2 et même longueur L $\frac{V}{B^2L}$;

6° Le rapport de volume de carène au volume d'un parallélipipède rectangle ayant les mêmes dimensions principales $\frac{V}{Llp}$.

Connaissant les valeurs moyennes de ces rapports pour divers types de navires, on peut, par comparaison, évaluer à peu près les éléments principaux d'un bâtiment de type donné dont on connaît les trois grandes dimensions.

Voici à ce sujet quelques indications numériques :

1° Le rapport $\frac{B^2}{lp}$ est le plus habituellement compris, pour les navires à vapeur, entre 0,75 et 0,90 ; on l'augmente quand on veut gagner de la place pour le chargement ou pour le logement des machines ; sur certains paquebots, cargo-boats ou transports, le maître couple est presque un rectangle et le rapport $\frac{B^2}{lp}$ va jusqu'à dépasser 0,95. Au contraire sur les navires à voiles (goëlettes, côtres, yachts) la forme du maître couple est très acculée et $\frac{B^2}{lp}$ descend couramment à 0,60 ou 0,65,

même 0,55 et 0,50 : le maître couple devient alors absolument triangulaire.

2° Le rapport $\frac{S}{Ll_1}$ (l_1 étant non pas la largeur au fort, mais la plus grande largeur de la flottaison) dépend de la finesse des formes. Dans des bâtiments de finesse moyenne, sa valeur est de 0,75 à 0,85 (moyenne 0,80 environ) ; on descend jusqu'à 0,66 ; les anciens vaisseaux à voiles atteignaient 0,88, mais on ne dépasse guère ce chiffre à moins qu'il ne s'agisse d'un véritable chaland.

3° Le rapport $\frac{V}{B^2L}$ varie de 0,62 à 72 dans des navires de formes ordinaires ; il atteint jusqu'à 0,75 et descend, en revanche sur les croiseurs ou sur les grands paquebots rapides, jusqu'à 0,56 à 0,58.

4° Le rapport $\frac{V}{Llp}$ oscille habituellement entre 0,55 et 0,65, les plus grandes valeurs correspondant aux maîtres couples les plus pleins. Sur les croiseurs et paquebots rapides, on trouve habituellement 0,55 à 0,50 et au-dessous.

Les limites étendues dans lesquelles varient les divers rapports ci-dessus font bien voir qu'ils ne sauraient fournir autre chose que des évaluations assez grossières.

M. J. A. Normand, l'éminent ingénieur-constructeur du Havre, a établi diverses formules approchées, spécialement applicables aux navires marchands de formes ordinaires. Telles sont les suivants :

1° Le volume de carène est donné, avec une erreur n'excédant guère 5% (du moins dans les exemples cités par M. Normand) par la formule :

$$V = 0{,}87 \frac{S\ B^2}{l_1}$$

Ainsi, un navire ayant une largeur de 13^m (à la flottaison), une surface de flottaison de 600^{mq} et un maître-

couple immergé de 43^{mq} a un volume de carène approximativement égal à :

$$V = 0,87 \times \frac{600 \times 43}{13} = 1725^{m3}$$

2° La distance d du centre de carène à la flottaison est approximativement :

$$d = \frac{1}{3} \times \left(\frac{1}{2} p + \frac{V}{S}\right)$$

Ainsi pour le bâtiment ci-dessus, en admettant que sa profondeur de carène soit $p = 3^{m}90$, on trouve :

$$d = \frac{1}{3} \times \left(1^{m}95 + \frac{1725}{600}\right) = 1^{m}64$$

3° La surface de la partie mouillée de la carène (élément qui est très important au point de vue de la résistance à la marche et à divers autres) a sensiblement pour valeur :

$$S_1 = L \times \left(1,5\ p + 0,09\ l_1 + \frac{V}{Lp}\right)$$

Par exemple pour le navire ci-dessus, en admettant que sa longueur L soit de 69^{m}, on trouve :

$$S_1 = 69 \times \left(1,5 \times 3^{m}90 + 0,09 \times 13^{m} + \frac{1725}{69 \times 3,90}\right)$$

Cela donne :

$$S_1 = 927^{mq} \text{ environ.}$$

CHAPITRE III.

Stabilité transversale et longitudinale d'un navire faiblement incliné. Applications usuelles.

19. Définition générale de la stabilité. — Un navire étant symétrique par rapport à un plan longitudinal, si on suppose que les poids qu'il porte soient aussi répartis symétriquement, de telle sorte que son centre de gravité général soit dans le plan diamétral, il en résultera qu'en eau parfaitement calme, le navire devra prendre une position d'équilibre telle que ce plan diamétral soit vertical; il aura en outre une certaine différence D.

Mais une foule de causes tendent sans cesse à écarter le navire de sa position d'équilibre : telles sont par exemple l'action du vent, l'agitation des vagues, le déplacement de poids mobiles à bord, etc...

Il est donc indispensable que si l'une quelconque de ces causes vient à faire incliner le navire d'un bord ou de l'autre, ou bien dans le sens de la longueur, ou simultanément dans les deux sens, l'action des forces naturelles auxquelles le navire est soumis, c'est-à-dire son poids, la poussée et les réactions de l'eau sur la carène, ait pour effet de combattre cette inclinaison et de tendre à ramener le navire à sa position d'équilibre primitive. S'il en était autrement, en effet, le mouvement

d'inclinaison commencé continuerait sous l'action des forces mêmes les plus faibles et le navire chavirerait.

On exprime cette condition en disant que le navire doit être *stable* : la stabilité d'un flotteur étant la tendance plus ou moins grande qu'a ce flotteur à reprendre sa position d'équilibre, lorsqu'une cause quelconque est venue l'en écarter.

Nous allons étudier dans quelles conditions un navire est stable et comment on évalue sa stabilité.

Dans cette étude, nous n'envisagerons que le cas où le navire est écarté de sa position droite par une rotation autour d'un axe horizontal; nous laisserons de côté le cas d'une rotation autour d'un axe oblique. Nous admettrons en outre que le mouvement de rotation a lieu sans vitesse, c'est-à-dire que nous ne tiendrons pas compte des effets d'inertie auxquelles la vitesse de rotation donne naissance, ni des réactions qu'elle provoque de la part de l'eau par suite des chocs et des frottements de ce liquide contre les formes de la carène; nous considérerons le navire comme soumis seulement aux actions de la pesanteur et de la poussée.

20. Stabilité transversale. Stabilité longitudinale. — On distingue deux cas, suivant que l'axe horizontal autour duquel s'opère la rotation du navire est parallèle ou perpendiculaire au plan longitudinal. L'inclinaison de bâbord à tribord, c'est-à-dire autour d'un axe longitudinal, correspond à la *stabilité transversale*. L'inclinaison dans le sens de la longueur, c'est-à-dire autour d'un axe perpendiculaire au plan longitudinal, correspond à la *stabilité longitudinale*.

21. Couple de stabilité transversal. Hauteur métacentrique. Moment de stabilité. — Considérons d'abord le cas d'un navire incliné autour d'un axe horizontal parallèle au plan longitudinal. Dans toutes les positions que le navire peut prendre de la

sorte, son poids n'ayant pas changé, le volume de la portion immergée de la carène restera constant.

Au lieu de supposer que le niveau de l'eau est invariable et que le navire s'incline, il revient au même d'admettre que le navire reste immobile et que c'est la flottaison qui tourne autour de l'axe de rotation; nous adopterons cette manière de raisonner qui est plus commode pour les démonstrations.

Soient donc (fig. 18) en projection sur le plan du

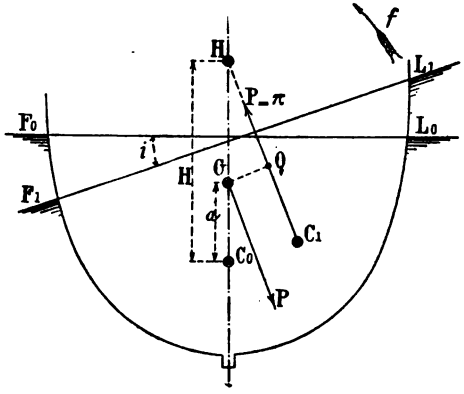


Fig. 18.

couple milieu, F_0L_0 la flottaison du bâtiment droit et F_1L_1 une flottaison isocarène de la première, faisant avec elle un angle quelconque i. Soient G le centre de gravité du navire et C_0 son centre de carène correspondant à la flottaison initiale F_0L_0.

A la flottaison F_1L_1 correspond de même un centre de carène projeté en C_1 et lorsque le navire aura pris cette flottaison, il sera soumis à l'action de deux forces dirigées suivant la nouvelle verticale (c'est-à-dire perpendiculaires à F_1L_1) qui seront :

1° Son poids P, appliqué en G et dirigé de haut en bas ;

2° La poussée, égale aussi à P, appliquée en C_1 et dirigée de bas en haut.

Ces deux forces constituent un couple (1) qui a pour moment :

$$P \times \overline{GQ}$$

GQ étant une perpendiculaire abaissée de G sur GP. Si, comme dans la figure précédente, le point C_1 est à droite de GP, ou, ce qui revient au même, si le point H, où C_1Q prolongé rencontre le plan longitudinal du navire, est au-dessus de G, le couple tend à faire tourner le navire dans le sens de la flèche *f*, c'est-à-dire à le redresser : le navire est donc *stable* pour cet angle d'inclinaison.

Si au contraire la force C_1Q s'exerce à gauche de GP, le couple tend à faire tourner le navire dans le sens inverse de la flèche *f*, c'est-à-dire à le faire incliner davantage; le navire est donc *instable*.

Le point H où la verticale passant par le centre de la carène limitée par la flottaison inclinée F_1L_1 rencontre le plan longitudinal du navire s'appelle le *point métacentrique* correspondant à la flottaison F_1L_1.

De là l'énoncé fondamental suivant :

Pour qu'un navire soit stable jusqu'à une flottaison inclinée F_1L_1 *il faut que le point métacentrique correspondant à cette flottaison soit au-dessus du centre de gravité général du navire.*

La hauteur C_0H, comprise entre le centre de la carène droite et le point métacentrique correspondant à la flottaison F_1L_1 s'appelle *hauteur métacentrique* de cette flottaison; désignons-la par H.

(1) Consulter, pour la théorie des couples, un cours de Mécanique.

Appelons de même a la distance C_0G entre le centre de carène initial et le centre de gravité du navire.

Dans le triangle GHQ, l'angle H est égal à i. On a donc :

$$\overline{GQ} = \overline{HG}.\ sin.\ i = (\overline{C_0H} - \overline{C_0G}).\ sin.\ i$$

$$\overline{GQ} = (H - a).\ sin.\ i$$

Le moment du couple est donc :

$$P \times \overline{GQ} = P\ (H - a)\ sin.\ i$$

Ce moment est ce qu'on appelle le *moment de stabilité* correspondant à la flottaison F_1L_1. Généralement a est positif, c'est-à-dire que le centre de gravité est au-dessus du centre de carène initial. Dans ce cas, le couple sera réellement un couple de *stabilité* ou de *redressement* si H est $> a$. Si au contraire H est $< a$, le moment $P\ (H - a)\ sin.\ i$ est négatif et le couple est un couple d'*instabilité* ou de *chavirement*.

Il peut arriver que a soit négatif, c'est-à-dire que le centre de gravité soit au-dessous du centre de carène : dans ce cas $H - a$ est certainement positif et le flotteur est stable; tel est le cas d'une *gaffe* qui flotte verticalement dans l'eau, le fer en bas.

22. Stabilité de poids. Stabilité de forme. — Le moment de stabilité

$$P\ (H - a)\ sin.\ i.$$

peut s'écrire :

$$PH\ sin.\ i - Pa\ sin.\ i$$

La première de ces deux quantités représente le moment d'un couple dont les forces, égales à P et parallèles à C_1H, seraient appliquées l'une en C_0 et l'autre en C_1. La valeur de ce moment est donc absolument indépendante de la position du centre de gravité du navire;

elle ne dépend que de son déplacement et de la position des deux centres de carène successifs et par suite des formes de la carène : on l'appelle pour cette raison *couple de stabilité de formes;* c'est un couple de redressement.

La seconde quantité — P*a. sin. i* est le moment d'un couple formé par deux forces P, parallèles à la direction C_1H et appliquées l'une en C_0, l'autre en G. Le moment de ce couple dépend donc de la position du centre de gravité du navire et, par suite, de l'arrimage des poids à bord : on l'appelle, pour cette raison, *couple de stabilité de poids*. En réalité, dans le cas ordinaire où le centre de gravité est au-dessus du centre de carène, c'est un couple *d'instabilité* ou de *chavirement*.

23. Stabilité sous un angle très petit ou stabilité initiale. Métacentre. — Dans le cas où l'on suppose que l'angle d'inclinaison *i* est grand, la détermination de la position de H et de la valeur du moment de stabilité exige des calculs assez longs.

Mais dans un grand nombre de cas de la pratique, on se borne à admettre que l'angle *i*, sous lequel a été incliné le navire, est infiniment petit, et à étudier la stabilité seulement dans ces conditions. C'est ce qu'on appelle la *stabilité initiale* du navire, c'est-à-dire sa stabilité au moment où on commence à l'incliner. Le point métacentrique H prend alors le nom de *métacentre* et la hauteur métacentrique C_0H s'appelle *rayon métacentrique* et se désigne par la lettre *r* (ou par la lettre grecque ρ).

La valeur de *r* est donnée par une formule simple.

Si on appelle *moment d'inertie* de la flottaison F_0L_0 et si on désigne par I les $\frac{2}{3}$ de la somme des cubes des ordonnées de la demi-flottaison, on démontre (voir la note A) que le rayon métacentrique est donné par la formule :

$$r = \frac{I}{V} \qquad (1)$$

dans laquelle V représente le volume de la carène limitée par F_0L_0.

Le moment du couple de stabilité, pour une inclinaison infiniment petite i, est dès lors exprimé par

$$P\ (r - a).\ sin.\ i \qquad (2).$$

expression dans laquelle r a la valeur ci-dessus.

Il résulte de l'expression de r que cette quantité, et par suite le moment de stabilité initiale, augmentent rapidement quand on augmente la largeur du navire, puisque r est proportionnel au cube des ordonnées de la flottaison.

24. Stabilité longitudinale. — Si au lieu d'incliner le navire autour d'un axe longitudinal, on le fait tourner autour d'un axe transversal, tous les raisonnements faits précédemment peuvent se reproduire et démontrent que, pour une inclinaison infiniment petite i dans ce sens, le moment de stabilité longitudinale est :

$$P\ (R - a).\ sin.\ i \qquad (3)$$

expression dans laquelle

$$R = \frac{J}{V} \qquad (4)$$

J étant le moment d'inertie de la flottaison F_0L_0 (fig. 19) par rapport à la droite d'intersection de F_0L_0 et de F_1L_1, c'est-à-dire par rapport à une droite transversale passant par le centre de gravité de F_0L_0.

La quantité R s'appelle *rayon métacentrique longitudinal* ou *grand rayon métacentrique*. Elle est, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnelle au cube des dimensions de la flottaison, dans le sens de la longueur;

c'est-à-dire que le navire s'incline de l'avant à l'arrière d'autant moins facilement qu'il est plus long.

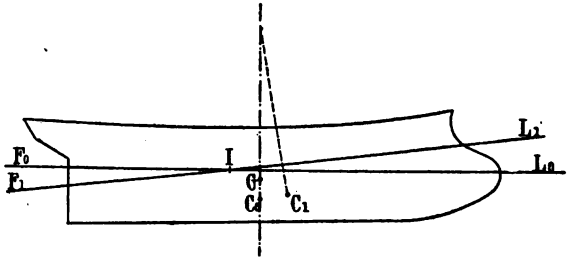


Fig. 19.

Nous allons faire quelques applications usuelles des formules que nous venons d'établir.

25. Effet produit par le transport horizontal d'un poids. — Transporter de A en B (fig. 20) un poids p produit évidemment le même effet que si, sans rien changer à l'arrimage des poids du navire, on appliquait en A, de bas en haut, une force verticale $-p$, détruisant l'action du poids p, et en B, de haut en bas, une force verticale p. Ces deux forces constituent un couple qui tend à incliner le navire soit transversalement, soit longitudinalement, soit à la fois dans les deux sens, et le bâtiment prendra une position d'équilibre telle que lorsqu'il y sera parvenu, le moment du couple d'inclinaison soit égal au moment de redressement dû au couple de stabilité.

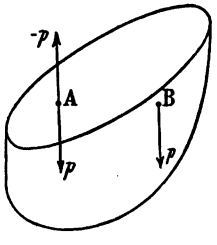


Fig. 20.

Nous supposerons d'abord que le d'éplacement du poids se fasse horizontalement, de façon à ne rien changer à

la valeur de a qui entre dans l'expression des couples de stabilité, et nous distinguerons trois cas.

1° *Poids transporté horizontalement dans le sens transversal* (fig. 21). — Soit l la distance AB. Le transport du poids p de A en B donne naissance au couple d'inclinaison $-pp$. Soit F_1L_1 la flottaison d'équilibre, faisant avec F_0L_0 un angle i, supposé infiniment petit ou du moins

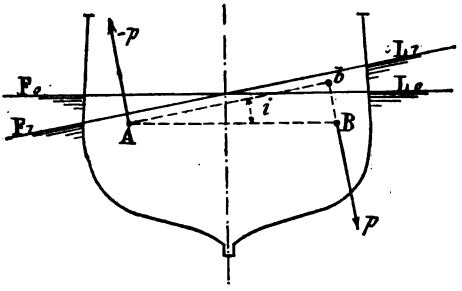


Fig. 21.

assez petit pour qu'on puisse appliquer sans erreur sensible la formule (2).

Dans cette position, le moment du couple d'inclinaison est :

$$p \times \overline{Ab} = p.\ l.\ cos.\ i$$

car les forces qui constituent le couple deviennent perpendiculaires à la flottaison F_1L_1. D'autre part, le moment du couple de stabilité transversal pour cette inclinaison est :

$$P\ (r - a)\ sin.\ i$$

D'où l'équation :

$$(P\ r - a).\ sin.\ i = p.\ l.\ cos.\ i.$$

On tire de là la valeur de l'angle d'inclinaison i :

$$tang.\ i = \frac{p.\ l.}{P\ (r - a)}.$$

ou, en appelant m le moment du couple d'inclinaison à l'instant où celle-ci commence, c'est-à-dire le produit du poids par le chemin parcouru horizontalement ($m = pl$) :

$$tang.\ i = \frac{m}{P\ (r - a)}. \qquad (5)$$

Exemple : Soit un navire de 600 tonneaux de déplacement ($P = 600$), ayant une valeur de $r - a$ égale à $0^m,80$. On transporte dans le sens transversal un poids $p = 4^{tx}$ à une distance $l = 3^{mt}$ de sa première position. On a alors :

$$m = pl = 4^{tx} \times 3 = 12 \text{ tonneaux-mètres.}$$

Par suite :

$$tang.\ i = \frac{12}{600 \times 0,80} = 0,025$$

ce qui correspond à un angle $i = 1°26'$

2° *Poids transporté horizontalement dans le sens longitudinal.* — Le raisonnement est exactement le même et conduit à la même formule, dans laquelle r est remplacé par R. Si donc m' est le produit du poids par le chemin qu'il a parcouru dans le sens longitudinal :

$$tang.\ i' = \frac{m'}{P\ (R - a)}. \qquad (6)$$

Exemple : Si pour le navire précédent on a $R - a = 65^m$ et si on transporte un poids de deux tonneaux, dans le sens longitudinal, à 25^m de sa position primitive vers l'avant, on trouve :

$$tang.\ i' = \frac{2 \times 25}{600 \times 65} = 0,00127$$

ce qui correspond à $i' = 0°4'$ environ.

3° *Poids transporté horizontalement dans une direc-*

tion oblique au plan longitudinal. — On décompose la translation en deux, l'une transversale, l'autre longitudinale, auxquelles on applique séparément les deux formules précédentes.

26. — Moment nécessaire pour produire une inclinaison transversale de 1°. — Si dans la formule (5), on fait $i = 1$ degré, on a *tang.* $i = 0{,}01745$ et l'on tire de la formule :

$$m_1 = 0{,}01745 \text{ P } (r - a).$$

Cette quantité représente le moment nécessaire pour produire une inclinaison transversale de 1 degré.

Exemple : Pour le navire cité ci-dessus, on trouve :

$$m = 0{,}01745 \times 600 \times 0{,}80 = 8^{\text{tm}}376$$

Quand une fois l'on connaît m_1, on s'en sert de la façon suivante :

Si on transporte transversalement un poids p à une distance l de sa première position, on admet que ce transport donne lieu à une inclinaison égale à $\frac{pl}{m_1}$. Par exemple, sur le navire précédent, un poids de 10 tonneaux transporté à 3^{m} donnera une inclinaison de $\frac{30}{8{,}376} = 3° \frac{58}{100}$. L'application de cette formule approximative peut être considérée comme suffisamment exacte tant que l'inclinaison ne dépasse pas une dizaine de degrés.

27. Moment nécessaire pour faire varier de 1 centimètre la différence des tirants d'eau. — Une variation de 1 centimètre sur la différence des tirants d'eau d'un navire représente un angle d'inclinaison i' tel que si l'on appelle L la longueur entre perpendiculaires exprimée en mètres, on a :

$$tang.\ i' = \frac{0{,}01}{L} = \frac{1}{100.\ L}$$

En substituant cette valeur dans l'équation (6) on en tire :

$$m'_1 = \frac{P\ (R - a)}{100.\ L}. \qquad (7)$$

Cette quantité représente le moment nécessaire pour faire varier d'un centimètre la différence des tirants d'eau du navire.

Exemple : Pour le navire précédemment cité, on a donc, en admettant que sa longueur entre perpendiculaires soit de 60^m :

$$m_1' = \frac{600 \times 65}{100 \times 60} = 6^{tm}5$$

Dans les limites où varie ordinairement la différence d'un navire, on ne commet pas d'erreur sensible en admettant qu'une variation de différence égale à d centimètres correspond à un moment égal à $m'_1 \times d$. Donc, si sur le bâtiment précédent on transporte un poids de 20 tonneaux, de l'avant à l'arrière, à 5^m de sa position primitive, le moment d'inclinaison dû à ce transport étant de $20 \times 5 = 100$ tonneaux-mètres, la différence de tirants d'eau augmentera de :

$$d = \frac{100}{6{,}5} = 15^c/^m4 \text{ environ.}$$

28. Changement de stabilité initiale produit par le transport vertical d'un poids. — Le transport d'un poids horizontalement ne change pas la position en hauteur du centre de gravité du navire, c'est-à-dire la valeur de a, ni par suite celle de P $(r—a)$ et de P. $(R—a)$. Si au contraire on déplace verticalement un poids p, la valeur de a change.

Soient (fig. 22) :

AB $= h$ le chemin parcouru par le poids p, de bas en haut par exemple;

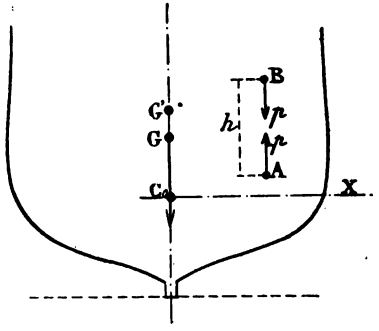


Fig. 22.

G le centre de gravité primitif du navire;

G' le nouveau centre de gravité;

a la distance C_0G;

a' la distance C_0G'.

Le poids P du navire appliqué maintenant en G' est la résultante du poids P appliqué en G, d'une force p appliquée en B et d'une force $-p$ appliquée en A. En prenant les moments par rapport à l'axe horizontal C_0 X, on a donc :

$$Pa' = Pa + ph.$$

et le moment de stabilité initiale aura maintenant pour expression :

1° transversalement :

$$P\ (r-a').\ sin.\ i = [P\ (r - a) - ph].\ sin.\ i.$$

2° longitudinalement :

$$P\ (R - a').\ sin.\ i = [P\ (R - a) - ph].\ sin.\ i.$$

Ces moments ont diminué. L'inverse aurait eu lieu si l'on avait transporté le poids p de haut en bas.

29. Effet produit par la translation d'un poids dans une direction quelconque. — Une translation dans une direction quelconque peut se décomposer en trois translations, l'une verticale, l'autre horizontale et transversale, la troisième horizontale et longitudinale. On calcule d'abord l'effet produit par la première c'est-à-dire les valeurs nouvelles de P $(r - a')$ et P $(R - a')$.

Puis par les formules du § 25, on en déduit les inclinaisons transversale et longitudinale dues aux deux autres translations.

30. Effet produit par l'addition d'un poids. — Tant qu'on se borne à des transports de poids n'entraînant que des angles d'inclinaison i infiniment petits, la stabilité de poids change seule, par suite du déplacement du centre de gravité général, mais la stabilité de formes n'est point altérée : r et R restent constants.

Il en est autrement quand on ajoute ou quand on retranche des poids, car il se produit alors deux effets simultanés : d'une part le centre de gravité du navire se déplace; mais d'autre part, son volume de carène V change, ainsi que sa flottaison et par conséquent aussi les moments d'inertie de celle-ci; par suite dans l'expression du moment de stabilité transversale P $(r—a)$ *sin.* i, r et a sont modifiés l'un et l'autre; il en est de même pour le couple de stabilité longitudinale.

Pour savoir quel est l'effet final résultant, il faut connaître les valeurs de r et de R pour les diverses immersions que peut prendre le bâtiment. Mais les résultats approximatifs suivants sont bons à savoir :

1° Autrefois, on admettait qu'un poids ajouté au-dessus de la flottaison diminuait la stabilité, qu'un poids p ajouté au-dessous l'augmentait, et que l'augmentation (ou la diminution) de P $(r—a)$ était égale au produit $p\,h$, h étant la distance de la flottaison au centre de gravité du poids ajouté.

Ceci n'est vrai que pour un navire qui a ses murailles verticales sur tout le pourtour de la flottaison. Il n'en est plus ainsi pour un navire qui a de la rentrée ou du dévers.

En ce qui concerne la stabilité transversale, on démontre qu'il existe un point m, appelé *métacentre différentiel*, tel qu'un point p infiniment petit (ou prati-

quement très petit par rapport au déplacement du navire), ajouté dans le plan diamétral, augmente la stabilité s'il est placé au-dessous de ce point et la diminue s'il est placé au-dessus. L'augmentation ou la diminution de P $(r—a)$ est précisément égale à $p \times d$, d étant la distance verticale du centre de gravité du poids ajouté au métacentre différentiel.

Ceci n'est pas d'un grand usage pratique, car on ne détermine pas habituellement la position exacte du point m.

Mais on prouve que pour un flotteur cylindrique à génératrices horizontales, ayant un plan de symétrie vertical, ce point se trouve à la rencontre des deux perpendiculaires F_0m et L_0m (fig. 23) menées au contour de

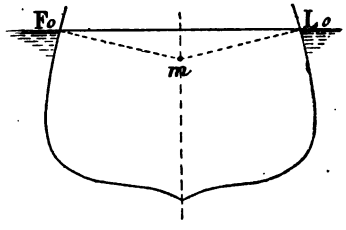


Fig. 23.

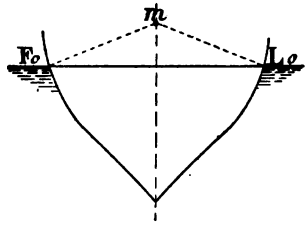


Fig. 24.

la section droite du cylindre aux points où cette section est coupée par la flottaison.

Un navire n'est pas un cylindre; mais l'influence de la maîtresse partie étant prépondérante, on peut assimiler le bâtiment à un cylindre ayant comme section droite le maître couple. Il suit de là que, pour un navire à murailles verticales ou sensiblement telles, le point m est à peu près à la flottaison, ce qui correspond à l'ancienne règle énoncée ci-dessus. Mais pour un navire présentant à la flottaison un dévers prononcé (fig. 24), comme beaucoup de bâtiments à voiles, un poids ajouté

au-dessus de la flottaison jusqu'en m augmente encore la stabilité. Inversement, pour un bâtiment ayant à la flottaison une très forte rentrée, comme celui de la fig. 25, un poids ajouté même dans les fonds peut diminuer la stabilité.

Il va sans dire que si au lieu d'ajouter, on retranche un poids p, les conclusions précédentes sont renversées, c'est-à-dire que si le poids enlevé était au-dessous de m, la stabilité est diminuée, s'il était au-dessus, elle est augmentée, la diminution ou l'augmentation étant, comme précédemment, égale à $p \times d$.

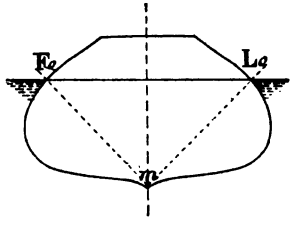


Fig. 25.

2° Voyons maintenant l'effet d'un poids additionnel sur l'assiette d'un navire.

Un poids ajouté sur l'avant d'un navire le fait tomber sur nez ; ajouté au contraire sur l'arrière, il augmente la différence de tirants d'eau. En quel point son addition fait-elle simplement enfoncer le navire sans changer son assiette? Il est facile de prouver que si le poids additionnel est infiniment petit (ou pratiquement très petit par rapport au déplacement du navire), cette condition sera réalisée si on le place *sur la verticale passant par le centre de gravité de la flottaison.*

En effet supposons que le poids ajouté p soit placé en A (fig. 26). Imaginons que, par un moyen quelconque, on empêche le navire de changer d'assiette, tout en lui permettant de s'enfoncer. Sa flottaison, qui était d'abord F_0L_0, va devenir FL, parallèle à F_0L_0, et telle que le déplacement de la tranche comprise entre ces deux plans soit précisément égal à p. En d'autres termes, le navire va supporter, en plus de la poussée qu'il subissait d'abord, une poussée supplémentaire égale à p et appli-

quée au centre de gravité de la tranche F_0L_0 FL. Or cette tranche étant, par hypothèse, infiniment mince, son centre de gravité g se confond avec celui de la flottaison F_0L_0. Admettons maintenant qu'on abandonne le navire à lui-même : il va se trouver soumis à un couple formé par les forces p et $-p$, appliquées l'une en A et l'autre en g; en appelant l la distance horizontale entre A et la

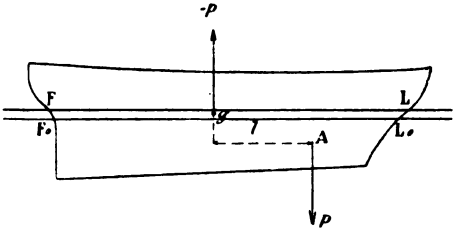


Fig. 26.

verticale passant par le point g, le moment de ce couple est :

$$M = p \times l$$

Ce moment est nul si $l = 0$, c'est-à-dire si le poids ajouté est sur la verticale du centre de gravité de la flottaison ; alors le navire enfonce sans changer d'assiette. Ce qu'il fallait démontrer.

On voit de plus que si cette condition n'est pas remplie, la différence de tirants d'eau du navire augmente ou diminue d'un nombre de centimètres égal à :

$$d = \frac{M}{m'_1} = \frac{p \times l}{m'_1} \qquad (8)$$

m'_1 étant la quantité donnée par l'équation (7) du § 27. Il est évident d'ailleurs que la différence augmente si le poids est ajouté sur l'arrière du centre de gravité de la flottaison et qu'elle diminue s'il est ajouté sur l'avant.

Pour un poids retranché, la conclusion serait inverse.

Dans la pratique, quand on ne connaît pas la position exacte de g, on ne commet pas d'erreur bien sensible, avec les formes ordinaires des flottaisons, en admettant que ce point est au milieu de la longueur : l représente alors la distance du poids ajouté ou retranché au couple milieu.

Exemple : Toujours sur le même navire qu'au § 27, si on ajoute un poids de 5^{tx} à 15^{m} en avant du couple milieu, la différence des tirants d'eau diminuera approximativement de :

$$d = \frac{5 \times 15}{6,5} = 11^{c}/^{m}5 \text{ environ.}$$

31. Stabilité et assiette d'un navire échoué par un point de sa quille. — Ce que nous venons de dire s'applique par extension au cas d'un navire échoué par un point de sa quille.

1° Considérons d'abord le problème au point de vue de la stabilité transversale. Supposons que le bâtiment étant échoué au point A (fig. 27), le niveau de l'eau ait baissé, de telle sorte que le tirant d'eau milieu du bâtiment ait diminué de n centimètres. Soit S l'aire de la flottaison en mètres carrés. Pour chaque centimètre d'émersion, le déplacement du navire diminue de 0,01026 S tonneaux (§ 15) ; donc une diminution de n centimètres sur le tirant d'eau moyen correspond à une diminution de poussée égale à :

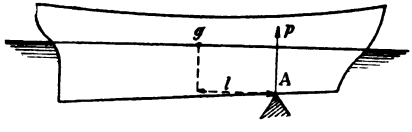


Fig. 27.

$$p = 0,01026 \text{ S } n$$

Le navire, n'étant plus alors complètement soutenu par

l'eau, appuie sur l'obstacle A et subit de sa part une réaction verticale de bas en haut précisément égale à p. On se trouve dans le même cas que si on avait laissé le bâtiment flotter librement, mais en lui enlevant en A un poids p : c'est le problème que nous venons de traiter (§ 30). Si donc m est le métacentre différentiel (fig. 28). et h la hauteur Am, la valeur de P $(r—a)$ devient :

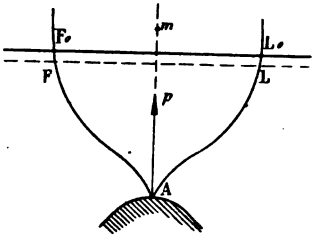


Fig. 28.

$$P\ (r—a) — ph$$

On voit que plus le point m est élevé, plus la perte de stabilité est grande ; par conséquent, toutes choses égales d'ailleurs, un navire dont les murailles présentent du dévers à la flottaison perd plus vite sa stabilité initiale, quand il s'échoue, qu'un navire à murailles droites ou rentrantes.

Cette perte de stabilité due à l'échouage est d'ailleurs très notable, même pour un déjaugeage assez faible du navire. Pour nous en rendre compte, cherchons par exemple quelle doit être la diminution du tirant d'eau moyen pour que la stabilité transversale s'annule, dans un navire que nous supposerons à murailles verticales et échoué par le milieu de sa longueur.

On a dans ce cas, en appelant T le tirant d'eau milieu, $h = T$, et la stabilité devient nulle lorsque :

$$p\ T = P\ (r—a)$$

ou, en remplaçant p par sa valeur, lorsque :

$$0{,}01026\ S\ n\ T = P\ (r—a)$$

Si nous considérons le déplacement d'un cylindre ayant

pour base la flottaison du navire et pour hauteur T, et si nous appelons k le rapport entre ce déplacement et celui de la carène réelle rapport <1), nous avons :

$$1{,}026\ kST = P$$

En tirant de là 1,026 ST et en substituant dans l'équation précédente, on obtient :

$$n = 100\ k\ (r—a) \text{ centimètres.}$$

Par exemple dans un navire ayant une valeur de k égale à 0,75 et une valeur de r-a égale à $0^{m}{,}60$, on trouve :

$$n = 0{,}75 \times 60^{cm} = 45 \text{ centimètres.}$$

C'est-à-dire qu'il suffit d'un déjaugeage de 45 centimètres au milieu pour que la stabilité initiale devienne nulle, puis négative, et par conséquent pour que le navire commence à s'incliner transversalement.

Le phénomène se produirait beaucoup plus vite encore pour un navire ayant à la flottaison un dévers prononcé.

La stabilité diminue aussi plus rapidement si le navire est échoué par un point de l'arrière au lieu d'être échoué par le milieu; car la distance h est alors plus grande à cause de la différence des tirants d'eau.

2° Si maintenant on cherche comment se comporte le navire échoué au point de vue du changement d'assiette, voici ce qu'on trouve. Au fur et à mesure que le navire déjauge au milieu, sa différence de tirants d'eau change, et quand le tirant d'eau milieu a diminué de n centimètres, la différence a varié de d centimètres : elle a augmenté, si le point d'échouage est sur l'avant du centre de gravité de la flottaison et diminué dans le cas contraire. On trouve (voir la note B) qu'avec les formes ordinaires des flottaisons, on a sensiblement

$$d = 18 \text{ à } 20\ \frac{l}{L}\ n$$

l étant la distance mesurée horizontalement entre le point d'échouage et le centre de gravité de la flottaison.

Ceci ne peut d'ailleurs être considéré comme suffisamment exact que si les valeurs de n et de d ne sont pas trop grandes.

32. Échouage au bassin. — Tout ce qui précède est immédiatement applicable au cas d'un navire que l'on échoue au bassin.

I. Le bâtiment, entrant dans la forme avec une certaine différence de tirants d'eau, s'échoue par l'extrémité Æ de sa quille sur une ligne de tins qui est soit horizontale, soit inclinée, mais avec une pente moindre que celle de la quille. Soit D la différence de tirants d'eau du navire, c'est-à-dire BE (fig. 29); soit CE la quantité dont s'élève la ligne de tins pour une longueur égale à celle du navire; appelons d la différence BC = BE — CE. Il est clair qu'entre le moment où l'extrémité arrière A de la quille commencera à toucher sur les tins et le moment où elle portera entièrement sur eux, la différence des tirants d'eau diminuera de d centimètres; donc à l'instant où l'échouage complet sera sur le point de se produire, le navire aura déjaugé au milieu d'un nombre n de centimètres tel que l'on ait :

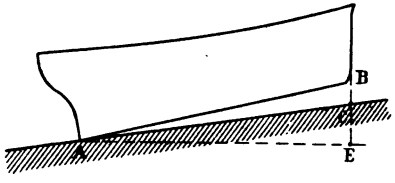


Fig. 29.

$$d = 18 \text{ à } 20 \frac{l}{L} \cdot n$$

Mais dans ce cas, la distance horizontale l entre le point d'échouage A et le centre de gravité de la flottaison est sensiblement égal à la demi-longueur $\frac{L}{2}$, d'où :

$$d = 9 \text{ à } 10.\ n \text{ environ.}$$

ou

$$n = \frac{1}{9} \text{ à } \frac{1}{10}.\ d$$

Ceci permet de déterminer la pression approximative que supporte le pied A de l'étambot au moment où l'échouage complet va se produire; cette pression est :

$$p = 0{,}01026\ S\ n.$$

ou environ :

$$p = \frac{1}{900} \text{ à } \frac{1}{1000}\ S\ d$$

Exemple : Soit un navire ayant une flottaison de 1000^{mc} de surface ($S = 1000^{mc}$). Admettons que ce navire entre au bassin avec une différence de tirants d'eau de $1^{m}20$ et qu'on l'échoue sur une ligne de tins horizontale. On a alors $d = 120^{cm}$, d'où :

$$p = \frac{1}{900} \text{ à } \frac{1}{1000}\ 1000 \times 120 \text{ tonneaux}$$

ou

$$p = 120 \text{ à } 135 \text{ tonneaux environ.}$$

On voit que cette pression est considérable. Aussi, quand on échoue un navire au bassin, on doit s'arranger de façon qu'elle s'exerce sur un point solide de la charpente et non sur un point en porte-à-faux. S'il s'agit par exemple d'un navire ayant une cage d'hélice (fig. 30), ou bien un prolongement de quille sur l'arrière de l'étambot A (fig. 31), on limitera la ligne de tins à ce dernier.

On voit en même temps que, la pression p étant proportionnelle à d, il y a intérêt à réduire cette dernière quantité. Si donc la différence du navire est considérable, on reportera des poids vers l'avant de façon à la

diminuer; et si cela ne suffit pas, on établira la ligne de tins avec une certaine pente.

Ainsi, dans l'exemple cité ci-dessus, en donnant à la ligne de tins une pente de 0^m40 sur une longueur égale à celle du navire, on réduirait d à 80 centimètres et p ne serait plus que de 80 à 90 tonneaux.

Il ne faudrait pas cependant pousser la chose à l'ex-

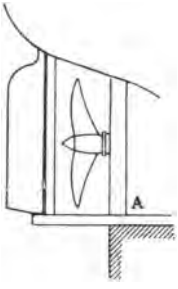


Fig. 30.

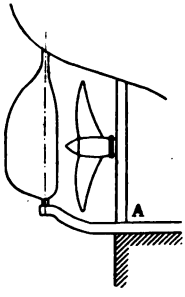


Fig. 31.

trême et donner à la ligne de tins la pente même de la quille; il est vrai qu'on annulerait ainsi la pression p, mais il en résulterait l'inconvénient suivant : Au moment où le navire cesserait de flotter, il s'échouerait d'un seul coup sur toute la longueur de sa quille; or ceci est à éviter. Il faut que le navire touche d'abord par l'arrière et qu'il s'écoule un certain temps, 10 à 15 minutes par exemple, entre le moment où il commence à toucher et celui où l'échouage est complet; cet intervalle est nécessaire pour permettre de bien régler la position du bâtiment sur sa ligne de tins et de présenter en place, au fur et à mesure que le navire déjauge, les *clefs* ou accores horizontales qui doivent le soutenir transversalement : on pare ainsi à toute éventualité fâcheuse résultant de la réduction de sa stabilité.

II. Ceci nous amène à parler de cette réduction. Elle

est, d'après ce qu'on a vu au § 30, égale à ph, h étant la distance verticale du point d'échouage au métacentre différentiel ; en sorte que P $(r - a)$ se réduit à

$$P\ (r\text{-}a) - ph.$$

ou

$$P\left[r\text{-}a - \frac{ph}{P}\right]$$

C'est comme si $r - a$ était diminué de $\frac{ph}{P}$. Pour nous rendre compte de l'ordre de grandeur de cette diminution, reprenons l'exemple de tout à l'heure, en admettant que $P = 4000^{tx}$ et que le navire ait ses murailles verticales ; alors, le métacentre différentiel est à la flottaison et h n'est autre chose que le tirant d'eau arrière du navire $h = T_{AR}$. Soit $T_{AR} = 6^m$. On a alors, en attribuant à p la valeur de 120 à 135^{tx} calculée précédemment :

$$\frac{ph}{P} = \frac{120 \text{ à } 135 \times 6^m}{4000} = 0^m18 \text{ à } 0^m20$$

On voit que cette réduction est loin d'être négligeable. Elle pourrait être notablement plus forte avec d'autres dimensions de navires ou avec des murailles présentant un dévers prononcé.

On comprend donc combien il est important de commencer à soutenir le navire par des clefs ou accores transversales dès qu'il commence à s'échouer.

On se rend compte en même temps de la difficulté qu'on peut éprouver à échouer bien droit un navire qui n'a qu'une très faible valeur initiale de $(r - a)$ ou qui même (comme cela arrive parfois sur certains navires de commerce), a un $(r - a)$ négatif. Dans ce cas, le navire, étant en équilibre instable dans la position droite, se met à la bande sous les plus légères influences ; et l'opération de l'échouage devient assez délicate. On

évitera ces difficultés en lestant le bâtiment, si faire se peut, avant de l'entrer dans la forme de radoub (ou sur le gril de carénage, ce qui est évidemment la même chose au point de vue de la stabilité).

III. Il est intéressant de savoir à l'avance de combien la mer s'abaisse entre l'instant où l'étambot commence à toucher et l'instant où la quille entière vient porter sur ses tins. Cela permet d'évaluer le laps de temps pendant lequel le navire pivote sur son étambot, si l'on connaît par ailleurs la vitesse avec laquelle baisse la marée, ou le débit des pompes d'épuisement du bassin.

Au moment où l'arrière commence à toucher, le navire flotte avec un tirant d'eau milieu égal à T et une hauteur d'eau sous quille qui, au milieu de la longueur du bâtiment, est $\frac{d}{2}$; donc la hauteur d'eau au-dessus de la ligne de tins, mesurée au milieu de la longueur, c'est-à-dire dans la section A B (fig. 32) est $T + \frac{d}{2}$.

Lorsque la quille touchera sur toute sa longueur, le

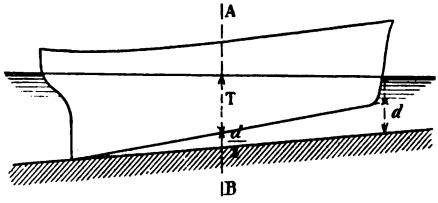


Fig. 32.

tirant d'eau milieu du bâtiment aura diminué de n centimètres : la hauteur d'eau en AB au-dessus de la ligne de tins, sera donc $T - n$. Il s'ensuit que dans cet intervalle, le niveau de l'eau aura baissé de

$$e = T + \frac{d}{2} - (T - n)$$

ou
$$e = \frac{d}{2} + n$$

Mais nous avons vu que $n = \frac{1}{9}$ à $\frac{1}{10}\ d$;

d'où :
$$e = 0{,}50\ d + 0{,}10 \text{ à } 0{,}11\ d$$
ou
$$e = 0{,}60 \text{ à } 0{,}61\ d.$$

On voit que l'abaissement du niveau, pendant la durée du pivotement sur l'arrière, est environ égal aux $\frac{3}{5}$ de la différence du navire par rapport à la ligne de tins. Ainsi dans l'exemple cité précédemment, où $d = 1^{m}20$; on a $e = 0{,}60$ à $0{,}61 \times 1^{m}20$ ou $e = 0^{m}72$ à $0^{m}73$ environ. Si l'abaissement du niveau dû au jeu de la marée ou à l'aspiration des pompes, est de 4^{cm} par minute, la période de pivotement, durera donc environ 18 minutes.

Au lieu de $e = \frac{3}{5}\ d$, les praticiens admettent assez généralement $e = \frac{2}{3}\ d$ ou $0{,}66\ d$, ce qui serait exact pour une flottaison rectangulaire. La différence entre les deux chiffres est d'ailleurs pratiquement peu sensible, car la seconde hypothèse correspondrait, dans l'exemple cité, à $e = 0^{m}80$.

Dans tous les cas, cet abaissement est égal à six fois environ le déjaugeage que subit le navire au milieu. Pendant les 18 minutes que dure cette période, on aura tout le temps de mettre en place les clefs. Si au contraire on s'arrangeait de façon que le navire s'échoue d'un seul coup sur toute la longueur de sa quille, en 3 ou 4 minutes à partir du commencement de l'échouage, le déjaugeage atteindrait la valeur n du cas précédent ; il la dépasserait ensuite largement avant qu'on ait eu

le temps d'assurer convenablement les clefs. Ceci montre avec précision la convenance signalée ci-dessus, de conserver au navire, pour l'entrée au bassin, une certaine différence de tirants d'eau, 1^{cm} a 1^{cm} 1/4 par mètre de longueur, par exemple.

33. Lancement. — Les circonstances du lancement d'un navire donnent lieu à des considérations analogues à celles que nous venons de développer.

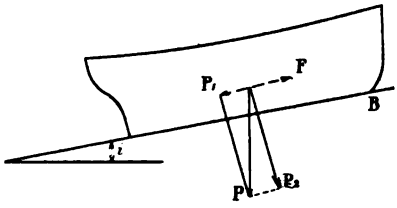


Fig. 33.

I. Le navire, placé sur un plan incliné (fig. 33) est soumis verticalement à son poids P.

Celui-ci se décompose en deux forces, l'une P_1 parallèle à la cale :

$$P_1 = P \sin. i.$$

(i étant l'inclinaison de la cale sur l'horizon), l'autre P_2 perpendiculaire à la cale :

$$P_2 = P \cos. i.$$

Cette dernière donne lieu à une force de frottement qui, en appelant f le coefficient de frottement (1) est :

$$F = f P_2 = f P \cos. i.$$

Pour que le navire parte, il faut qu'on ait :

$$P_1 > F.$$

c'est-à-dire

$$P \sin. i > f P \cos. i.$$

ou, en divisant les deux nombres par P $\cos. i$:

$$\tang. i > f.$$

(1) Voir à ce sujet un Cours de Mécanique.

c'est-à-dire que la pente de la cale (mesurée par la tangente de l'angle qu'elle fait avec l'horizon) doit être plus grande que le coefficient de frottement.

Or f (frottement suif sur suif, au départ) est généralement compris entre 0,03 et 0,04. En admettant ce dernier chiffre, on doit avoir

$$tang.\ i > 0{,}04$$

ou

$$tang.\ i > \frac{1}{25}$$

Cette condition est toujours réalisée avec les pentes ordinaires des cales. Dans les arsenaux français, la pente est de $\frac{1}{12}$; en Angleterre $\frac{1}{16}$; dans les cales de l'industrie privée, on descend quelquefois jusqu'à $\frac{1}{20}$ et même $\frac{1}{22}$. Il est évident que plus la pente est forte, plus le lancement est assuré. Ce n'est que par des considérations d'économie dans l'établissement de la cale qu'on diminue la pente.

L'expérience a prouvé que le coefficient f n'est pas indépendant de la pression que le navire désaccoré exerce sur sa cale : plus cette pression est grande par centimètre carré de la surface de portage, plus f est petit; les gros navires ont donc, toutes choses égales d'ailleurs, plus de tendance à partir que les petits; ceci explique aussi comment on a pu parfois lancer des navires qui refusaient de partir simplement en les chargeant de lest.

II. Au fur et à mesure que le navire entre dans l'eau, sa partie arrière subit de la part de celle-ci une poussée progressivement croissante et il vient un moment où cette poussée devient suffisante pour soulever l'arrière et décoller le navire de sur sa cale; il tourne alors sur

son brion B en même temps qu'il continue de glisser.

Au moment où cette rotation commence, la poussée que subit le navire est plus petite que son poids; la différence p entre ces deux quantités représente la pression que le brion B exerce alors sur la cale et subit lui-même, par réaction, de la part de celle-ci. Cette poussée est considérable. Elle va en diminuant au fur et à mesure que le bâtiment continue d'avancer jusqu'au moment où il flotte librement. Les choses se passent (mais en sens inverse) comme pour un navire entrant au bassin, qui s'échouerait par son brion B (fig. 34) sur

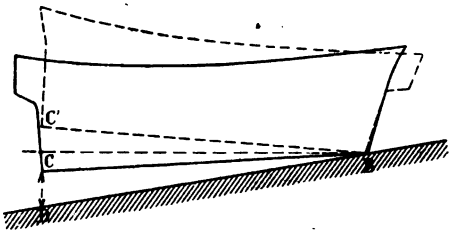


Fig. 34.

une ligne de tins ayant la pente de la cale, c'est-à-dire une pente supérieure à celle de sa quille. Dans ces conditions, et en admettant que les formules établies pour le cas précédent soient encore applicables, nous avons vu qu'au moment de l'échouage complet (c'est-à-dire inversement, dans ce cas-ci, au moment où commence la rotation sur le brion), le déjaugeage du navire au milieu est sensiblement égal à :

$$n = \frac{1}{9} \text{ à } \frac{1}{10} d$$

(en appelant d la hauteur CD). Par suite la pression sur le brion à cet instant est :

$$p = \frac{1}{900} \text{ à } \frac{1}{1000} Sd$$

Or dans le cas d'un lancement, d est beaucoup plus considérable que dans le cas d'un échouage au bassin et la pression p devient, dans certains cas, énorme.

Prenons par exemple un navire dans lequel $BC = 80^m$ lancé avec un déplacement qui correspond à une flottaison de 700^{mq} de surface ($S = 700^{mq}$) sur une cale ayant une pente de $\frac{1}{12}$; admettons que la différence que prendra le navire à flot, soit $D = 1^m80$. On a alors :

$$\overline{CD} = \frac{80}{12} - 1^m80 = 4^m87$$

ou en centimètres

$$d = 487^{cm}.$$

d'où

$$p = \frac{1}{900} \text{ à } \frac{1}{1000} \cdot 700 + 487 = 340 \text{ à } 380 \text{ tonneaux.}$$

Ce calcul ne doit être considéré que comme une assez grossière approximation; les formules que nous appliquons supposent, en effet, que l'inclinaison longitudinale du navire est infiniment petite, ce qui est assez loin de la vérité dans le cas particulier qui nous occupe. Mais ceci suffit à montrer combien sont considérables les pressions qui s'exercent sur la cale pendant un lancement et à faire comprendre par suite la nécessité de donner aux cales une grande solidité pour s'opposer à tout affaissement.

On comprend en même temps pourquoi on lance les bâtiments par l'arrière. Si on les lançait par l'avant, la pression p s'exercerait sur le pied de l'étambot, qui est une partie de la charpente beaucoup moins solide que le brion. D'autre part cette pression serait beaucoup plus grande; au moment où le navire quitterait sa cale, la quille se présenterait en effet par rapport à celle-ci, suivant BC′ (fig. 34) et non suivant BC, d serait égal à

C'D au lieu de CD, c'est-à-dire qu'il serait augmenté de deux fois la différence du navire. Dans l'exemple ci-dessus, on aurait ainsi :

$$\overline{C'D} = \frac{80^m}{12} + 1^m80 = 8^m47$$

ou

$$d = 847^{cm}.$$

au lieu de 487, et la pression p atteindrait 600 à 660 tonneaux, c'est-à-dire qu'elle serait presque doublée.

III. On se rend compte enfin, par ce qui précède, combien est grande la réduction de la stabilité du navire pendant le lancement, puisque, d'après ce que nous avons vu, cette réduction est proportionnelle à p, et on s'explique ainsi les catastrophes qui ont pu quelquefois se produire. Il est vrai que dans les conditions ordinaires des lancements, la valeur de $r—a$ est généralement forte. On doit toujours s'assurer qu'il en est ainsi et lester au besoin le navire pour réaliser cette condition.

IV. Nous reviendrons dans la *Mécanique du navire, partie pratique*, sur les autres détails du lancement et sur les précautions et installations pratiques auxquelles donne lieu cette opération. Signalons seulement ici deux circonstances à éviter :

La première, qui est la plus dangereuse, est le *cabanement*. Si on suppose d'abord que le navire glisse sur une cale sans eau se terminant en un point A, au moment où son centre de gravité G vient à passer à gauche du point A, le bâtiment se renverse en arrière en tournant sur l'arête extrême de la cale (fig. 35). S'il y a de l'eau sur celle-ci, la poussée qui s'exerce sur l'arrière, s'oppose à cet effet; mais s'il n'y a pas assez d'eau ou si la cale est trop courte, le phénomène pourra néanmoins se produire; il constitue ce qu'on appelle le

cabanement. C'est un accident très dangereux. En effet, dans cette rotation sur l'extrémité de la cale, le navire tend à se casser. En outre, son arrière, enfonçant de plus en plus dans l'eau à mesure qu'il avance, se trouve de nouveau soulevé par la poussée et il peut arriver que l'avant soit brusquement ramené vers la cale sur laquelle il retombe, avec un choc qui provoque un ébranlement considérable de toute la coque.

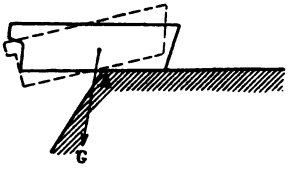


Fig. 35.

On évite le cabanement en prolongeant suffisamment la cale. Si cela n'est pas possible, on leste l'avant du navire, ou bien encore on favorise le soulèvement de l'arrière en le garnissant de barriques vides.

La seconde circonstance dont nous avons parlé est le *salut* qui se produit lorsque la hauteur d'eau au-dessus de l'extrémité de la cale, au moment du lancement, est plus petite que le tirant d'eau avant du bâtiment, mais cependant assez grande pour qu'il n'y ait pas cabanement. Dans ces conditions, le navire commence à pivoter sur son brion avant d'arriver au bout de la cale; puis, au moment où il arrive en ce point et où il quitte la cale, l'avant enfonce brusquement pour prendre son tirant d'eau. On évite cette circonstance en prolongeant la cale et en choisissant pour le lancement une forte marée. D'ailleurs, le salut est sans grand inconvénient quand il n'est pas trop prononcé.

34. Poids suspendus. Chargement mobile. — Quand nous avons parlé de l'effet produit par le déplacement ou par l'addition d'un poids, nous avons toujours admis que le poids se maintenant fixe par rapport au navire dans chacune des positions où on le place successivement.

Un autre cas particulier, important à considérer, est celui d'un poids suspendu en un point et libre d'osciller autour de son point de suspension quand le navire s'incline d'un bord ou de l'autre. Dans ces conditions, la verticale passant par le centre de gravité du poids passe aussi, à chaque instant, par le point de suspension et c'est en ce point, fixe par rapport au navire, que le poids doit être considéré comme appliqué.

Il résulte de là que si un poids p repose sur un pont et qu'on l'enlève au moyen d'un palan dont la poulie fixe est accrochée à 10 mètres par exemple au-dessus de ce pont, dès l'instant que le poids est soulevé, la stabilité du navire se trouve réduite exactement comme si on avait transporté le poids à une hauteur de 10 mètres. Ceci suppose toutefois que le poids, une fois enlevé, est entièrement libre d'osciller. Si pendant qu'on le hisse, on le contretient en même temps, au moyen de garants de retenue, de façon à l'empêcher de se balancer, alors il est fixé à chaque instant dans la position où on l'a amené et, quand on l'a guindé de 1 mètre, la stabilité n'a diminué qu'en vertu de cette ascension d'un mètre, quelle que soit par ailleurs la hauteur où est accrochée la poulie fixe du palan de guindage.

Tout chargement susceptible de se déplacer joue le même rôle qu'un poids suspendu. Si on a par exemple sur un pont un poids susceptible de rouler d'un côté à l'autre, il est clair que quand le navire incline sur bâbord par exemple, le poids se porte de ce côté et tend à augmenter l'inclinaison. L'effet est surtout accusé si le corps en roulant prend une vitesse notable, parce qu'alors il agit non seulement par son poids mais encore par la force vive due à sa vitesse acquise.

De l'eau dans le navire produit un effet analogue. S'il existe par exemple dans les fonds une masse d'eau

qui, lorsque le navire était droit, avait comme niveau $f\ l$ (fig. 36), quand le navire incline sur tribord, comme le représente la figure, l'eau intérieure prend le niveau $f'\ l'$; son centre de gravité vient alors en g' sur tribord et elle contribue à augmenter l'inclinaison du navire. Un chargement en vrac formé de sable, de galets, de grains, etc., se comportera de la même façon à partir du moment où l'inclinaison du navire aura dépassé l'angle du talus naturel sous lequel ce chargement peut se maintenir en équilibre : il glissera alors du côté sous le vent.

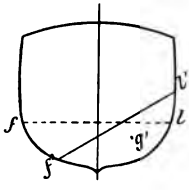


Fig. 36.

Il résulte évidemment de ces observations la nécessité d'amarrer convenablement au roulis tous les poids susceptibles de se déplacer, et d'accorer solidement le chargement. S'il s'agit d'un chargement liquide ou semi-liquide, on atténuera l'effet dû à sa mobilité en partageant par des cloisons longitudinales les compartiments qui le renferment : dans ce cas en effet, pour un chaland tel que celui de la figure 37 par exemple, renfermant une masse d'eau qui s'élève jusqu'au niveau $f\ l$ quand le navire est droit, cette masse d'eau, au lieu de prendre le niveau $f'\ l'$ quand le navire inclinera, prendra, si la cale est partagée en trois compartiments par deux cloisons longitudinales, les niveaux $f_1\ l_1$, $f_2\ l_2$, $f_3\ l_3$ et il est clair que le centre de gravité de la masse se déplace moins que s'il n'y avait pas de cloison.

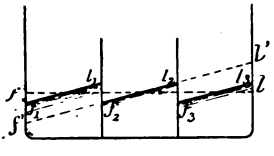


Fig. 37.

Nous ne nous occupons ici, bien entendu, que de l'effet de l'eau sur la stabilité : nous reviendrons plus

tard sur ses effets au point de vue de l'atténuation des roulis.

35. Calcul de la position du centre de gravité du navire. Expérience de stabilité. — Dans tout ce qui précède, nous supposons connue, au moins pour un premier état du navire, la position du centre de gravité G et par suite la valeur de a. Cette position se détermine par un calcul de moments étendu à tous les poids partiels dont la somme constitue le poids total du navire, c'est-à-dire les éléments de la coque, les accessoires, les poids divers embarqués à bord, etc...

Mais dans un calcul de ce genre, il y a toujours un certain nombre d'objets pour lesquels la valeur exacte du poids et la position rigoureuse du centre de gravité, surtout en hauteur, peuvent présenter une incertitude assez grande.

Il importe donc de contrôler et, s'il y a lieu, de rectifier expérimentalement les résultats du calcul : c'est le but de l'*expérience de stabilité*.

L'expérience de stabilité sert à déterminer, pour un état donné d'un bâtiment, la position exacte de son centre de gravité, et par suite la valeur exacte de a, de $r - a$ et de $R - a$.

Voici comment on procède à cette expérience :

Soit P le déplacement du navire.

On prend un certain poids p de gueuses de fonte de 25 ou de 50 kilog. bien régulières, que l'on répartit sur l'un des ponts, symétriquement de chaque bord. Le navire étant droit, on relève les tirants d'eau :

$$T_{AV},\ T_{AR},\ T_M,\ \text{à bâbord},\ T'_M\ \text{à tribord}.$$

Soient h la hauteur des poids p au-dessus de la flottaison et l la distance de leur centre de gravité au plan diamétral du navire.

Rien n'étant modifié dans les positions respectives

des poids autres que p, on transporte toutes les gueuses du même bord, bâbord par exemple.

D'après ce qu'on a vu au § 25, le navire incline sur bâbord d'un angle i qui, supposé infiniment petit, est donné par la formule.

$$tang.\ i = \frac{pl}{(P + p)\ (r - a)}$$

r étant le petit rayon métacentrique correspondant au déplacement $P + p$.

Cet angle i se détermine par le relevé des tirants d'eau milieu bâbord et tribord, et aussi au moyen d'un pendule que l'on suspend, avant de commencer l'expérience, dans l'axe du navire.

L'opération ayant été faite sur bâbord, on transporte ensuite tous les poids sur tribord et on prend la moyenne des valeurs de *tang.* i ainsi obtenues.

On tire alors de l'équation ci-dessus :

$$r - a = \frac{pl}{(P + p)\ tang.\ i}$$

ou

$$a = r - \frac{pl}{(P + p)\ tang.\ i}$$

ce qui détermine la position du centre de gravité dans les conditions de l'expérience, quand on connaît r.

Ceci suppose, bien entendu, qu'aucune cause autre que le poids p n'intervient pour faire incliner le navire. Par conséquent, il ne doit y avoir à bord ni eau dans les fonds, ni aucun poids mobile qui, en se portant du côté où le navire incline, contribue à augmenter l'angle i. Tout le personnel qui se trouve sur le navire au moment de l'expérience doit se tenir immobile ou du moins reprendre, quand on fait les mesures, un poste parfaitement assigné. Les amarres qui maintiennent le navire à poste

doivent être placées parallèlement au plan diamétral et aussi près que possible de celui-ci. Pour diminuer la traction de ces amarres, on choisit pour faire l'expérience une heure où il y ait peu de courant, c'est-à-dire une étale de basse ou de pleine mer; on choisit également, autant que possible, un jour où il y ait peu de vent.

Quand toutes ces conditions sont réalisées, on peut obtenir avec une grande approximation la valeur de $r—a$, à condition que l'angle dont on fait incliner le navire ne dépasse pas 3 à 4°. Au delà de cette limite, on pourrait commettre une erreur sensible en substituant le rayon métacentrique r à la hauteur métacentrique H.

Il ne faut jamais oublier d'ailleurs que le but de l'expérience de stabilité est uniquement de déterminer la position du centre de gravité du navire. A ce point de vue, il ne servirait à rien de faire incliner le navire, au moyen de gueuses, de 10 à 15° par exemple; et comme cette opération peut être dangereuse, on ne doit sous aucun prétexte l'entreprendre.

Une fois qu'on a déterminé la position du centre de gravité du navire pour un certain état de chargement, rien n'est plus aisé que d'en déduire ensuite, par un calcul de moments, la position de ce même point pour un autre état, pour peu qu'on connaisse les poids à ajouter ou à retrancher pour passer du premier état au second.

36. Valeurs ordinaires de r — a. — Sur les anciens navires à voiles, on ne considérait pas la stabilité initiale comme suffisante si la valeur de $r—a$ n'atteignait pas de 1^m10 à 1^m50. Nous reviendrons sur ce point quand nous aurons parlé de la voilure, au chapitre X.

Sur les navires de guerre français actuels, la valeur de $r—a$ est généralement comprise entre 0^m70 et 0^m90,

quand le navire est en pleine charge. Lorsqu'il est lège, elle diminue d'ordinaire un peu, mais descend rarement au-dessous de 0^m50.

Sur les navires de commerce ayant peu ou point de voilure, paquebots, cargos, etc., on descend bien au-dessous de ces limites.

Voici par exemple les valeurs de $r—a$ pour quelques bâtiments de la *Compagnie des Messageries maritimes :*

	Déplacement du navire en charge.	VALEURS DE $r—a$	
		Navire lège.	Navire en charge.
	tx.	m.	m.
Ville de la Ciotat	8.760	0.330	0.430
Polynésien	8.638	0.604	0.666
Océanien	5.908	0.571	0.654
Oxus	5.410	0.350	0.524
La Plata	8.056	0.220	0.364
Portugal	7.720	0.580	0.656
Ava	4.420	0.418	0.565
Labourdonnais	3.010	0.298	0.550
La Seyne	3.565	0.428	0.817
Hai-Phong	2.360	0.314	0.461
Corduan	5.270	2.055	0.470
Manche	3.385	1.135	0.492
Dordogne	5.305	0.835	0.482

On rencontre même des bâtiments de commerce qui, dans certains cas, ont un $(r—a)$ négatif (1). Il n'en faudrait pas conclure qu'ils soient forcément dans des conditions dangereuses; ils sont simplement instables dans la position droite et se mettent naturellement à la bande, mais retrouvent avec quelques degrés d'inclinaison une position d'équilibre stable.

On ne saurait trop se pénétrer de l'idée suivante :

La stabilité initiale du navire, c'est-à-dire sa valeur

(1) On trouvera d'autres exemples de valeurs de $r—a$ dans les tableaux des §§ 48 et 57.

de $(r—a)$, n'indique rien au point de vue du danger de chavirement. Ce danger ne commence en effet que pour des angles d'inclinaison prononcés, auxquels les formules de la stabilité initiale, établies dans ce chapitre, ne sont plus applicables.

Ce qu'il y a lieu de considérer alors, c'est la stabilité sous les grands angles, dont nous étudierons les conditions dans le chapitre suivant.

37. Moyens d'augmenter r—a. — Si, un bâtiment étant exécuté, on reconnaît que sa stabilité est insuffisante et qu'il faut l'augmenter, on peut agir, soit sur la stabilité de formes, soit sur la stabilité de poids.

1°. — Le moyen quelquefois employé pour augmenter la stabilité de formes consiste à ajouter au navire un *souffflage*. On nomme ainsi une ceinture légère, rapportée extérieurement au navire, sur le pourtour de la flottaison, de façon à élargir celle-ci (fig. 38). Il est clair qu'on augmente ainsi le moment d'inertie de la flottaison sans changer sensiblement le déplacement et par suite le volume V de la carène. Donc r qui est égal à $\frac{I}{V}$ augmente. L'augmentation peut être assez considérable même avec un soufflage relativement mince, car I est proportionnel au cube des ordonnées de la flottaison.

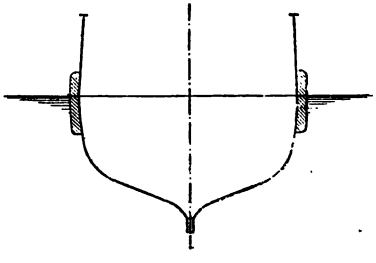


Fig. 38.

2° — On recourt rarement maintenant à ce moyen et on préfère agir sur la stabilité de poids. On commence par déplacer tous les poids dont le centre de gravité est

susceptible d'être abaissé. Puis, si cela ne suffit pas, on ajoute du lest dans le fond du navire. On abaisse ainsi le centre de gravité. On diminue donc a et par suite on augmente $r—a$ (Voir la note C).

CHAPITRE IV.

Stabilité d'un navire sous les grandes inclinaisons.

38. Nécessité d'étudier la stabilité sous les grandes inclinaisons. — La connaissance de la stabilité initiale d'un navire est importante, mais elle est loin d'être suffisante et ne fournit même aucune indication au sujet du danger plus ou moins grand de chavirement que peut courir ce navire. Il est clair en effet qu'un bâtiment dont la stabilité initiale serait relativement très grande, mais dont le couple de redressement viendrait à s'annuler pour une bande de 15° par exemple, serait dans des conditions très dangereuses, car une foule de causes accidentelles, comme le vent, la houle, une avarie dans la coque, etc., peuvent faire prendre au navire une bande de 15° et alors, n'ayant plus de couple de redressement, il chavirerait.

Inversement, un navire dont la stabilité initiale est faible peut néanmoins se trouver dans de bonnes conditions de sécurité si cette stabilité va en augmentant rapidement avec l'inclinaison.

Il est donc indispensable de donner quelques notions précises relatives à la stabilité d'un navire qui prend de fortes inclinaisons. Il ne s'agit ici que de la stabilité transversale, car les angles d'inclinaison dans le sens longitudinal peuvent toujours, dans les circons-

tances ordinaires de la pratique, être considérés comme infiniment petits.

39. Courbe des centres de carène, courbe des bras de levier de redressement, courbe de stabilité statique. — Soit un navire dont F_0L_0 est la flottaison droite (fig. 39). Imaginons que ce navire s'incline transversalement d'un angle i, ou, ce qui revient au même pour la démonstration, supposons que ce soit la flottaison qui s'incline, comme nous l'avons déjà admis au § 21. Soit FL la nouvelle flottaison. Le poids et par suite le déplacement du navire n'ayant pas changé, FL limite une carène dont le volume est égal à celui de la carène droite primitive; cette carène inclinée a son centre quelque part, en C par exemple, et lorsque le navire aura pris la flottaison inclinée FL, il sera soumis à l'action de deux forces égales et de sens contraire, parallèles à la direction qu'aura prise alors la verticale, c'est-à-dire perpendiculaires à la flottaison FL : ces deux forces seront le poids P du navire, appliqué en son centre de gravité G et dirigé suivant GP, et la poussée égale aussi à P, appliquée au centre de carène C et dirigée suivant CQ; elles formeront le couple de redressement du navire, dont le bras de levier sera la perpendiculaire GQ abaissée du centre de gravité G sur la direction de la poussée et dont le moment sera par conséquent :

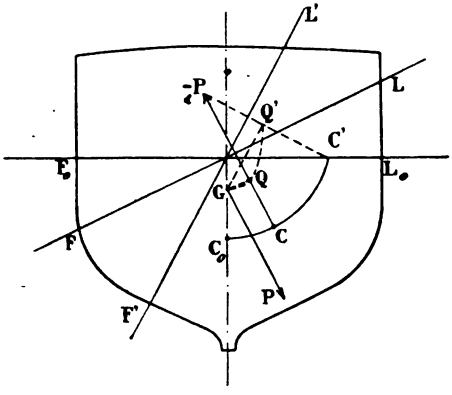


Fig. 39.

$$M = P \times \overline{GQ}$$

Pour une autre flottaison F'L', correspondant à une inclinaison i', on aurait de même un centre de carène C', un bras de levier de redressement $\overline{GQ'}$ et un moment de stabilité M' égal à $P \times \overline{GQ'}$ ... et ainsi de suite.

Tous les points tels que $C_0C\ C'$ ... forment une courbe qu'on appelle la *courbe des centres de carène*.

De même les points GQQ' ... forment une courbe qu'on appelle la *courbe des bras de levier de redressement*. Quand cette seconde courbe est tracée, pour avoir le bras de levier de stabilité qui correspond à une certaine inclinaison i du navire, il suffit de mener par G (fig. 40) une droite faisant un angle i avec l'horizontale, de prendre l'intersection Q de cette droite avec la courbe en question et de mesurer $\overline{GQ}$.

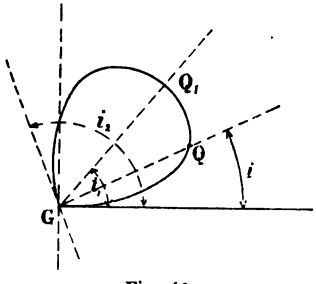


Fig. 40.

La courbe des bras de levier présente une forme analogue à celle que représente le croquis 40. Elle part du point G; puis la valeur de $\overline{GQ}$ va en augmentant jusqu'à un maximum $\overline{GQ_1}$, correspondant à un certain angle d'inclinaison i_1 (50° par exemple), après quoi elle diminue et s'annule pour un certain angle i_2 (110° par exemple). Il est bien évident que si une cause quelconque amène le navire à cet angle d'inclinaison, son couple de redressement étant alors nul, il chavire; aussi l'angle i_2 s'appelle-t-il généralement *angle de chavirement;* nous l'appellerons plutôt *angle de nulle stabilité;* le nom d'angle de chavirement pourrait en effet induire en erreur et laisser croire qu'on peut impunément faire

incliner le navire, au moyen de poids ou d'amarres par exemple, jusqu'à l'angle i_2; or il n'en est rien et le danger commence en réalité bien avant qu'on ait atteint cet angle, ainsi que nous le montrerons ci-après.

Au lieu de considérer la courbe GQQ_1,... dont nous venons de parler, on préfère généralement représenter les variations du bras de levier de redressement d'une autre manière. On porte sur une droite horizontale (fig 41), à

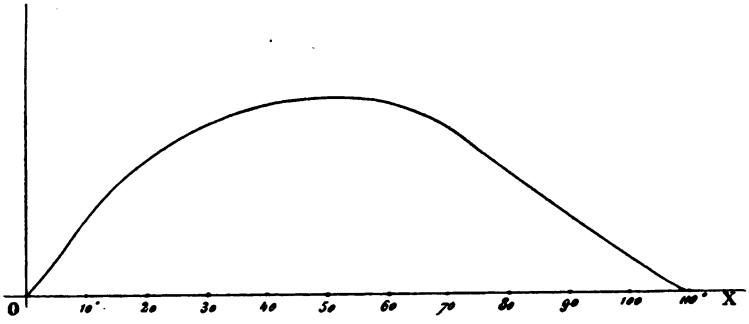


Fig. 41.

partir du point O, à une échelle quelconque, des longueurs proportionnelles aux angles d'inclinaison; puis sur des ordonnées perpendiculaires à la droite OX, on porte des longueurs représentant les valeurs de GQ qui correspondent aux divers angles d'inclinaison successifs. On obtient ainsi une courbe telle que celle de la figure 41, c'est-à-dire partant de O, passant par un maximum pour une certaine valeur de i (qui est de 50° environ sur la figure) et revenant couper OX pour une autre valeur de i, qui est l'angle de nulle stabilité (égal à 110° sur la figure).

En multipliant par P les ordonnées de cette courbe, on a une autre courbe analogue dont les ordonnées représentent, pour chaque valeur de l'inclinaison i, le

moment de stabilité correspondant : la courbe ainsi tracée est ce qu'on appelle la *courbe de stabilité statique* du navire.

Nous expliquerons ci-après en détail, mais il est aisé de concevoir dès maintenant l'importance capitale de cette courbe, de sa forme, de la valeur de son ordonnée maxima et de l'angle de nulle stabilité, etc. Aussi un très grand nombre de procédés de calcul ont-ils été imaginés pour permettre sa détermination. Ce sont des calculs analogues aux calculs du déplacement et de la position du centre de carène du navire droit (Chapitre II) ; il s'agit toujours, en effet, de déterminer les volumes et les centres d'un certain nombre de carènes, qui sont dans ce cas limitées par des flottaisons obliques. Ces opérations sont longues et laborieuses, surtout lorsqu'on opère pour plusieurs déplacements différents du navire, par exemple pour le navire lège et pour le navire en pleine charge.

Souvent on substitue à ces calculs une méthode expérimentale qui consiste à faire incliner, sous de grands angles, au moyen de contre-poids, un modèle à petite échelle du navire.

L'exposé de ces méthodes diverses sortirait complètement du cadre de cet ouvrage : nous devons nous borner ici à donner des notions générales et des conclusions pratiques.

40. Comparaison de deux navires, au point de vue de la stabilité statique. — La courbe de stabilité statique, une fois tracée pour divers navires de même déplacement, permet d'établir entre eux, d'un coup d'œil, des comparaisons intéressantes.

Supposons par exemple qu'à deux de ces navires correspondent les courbes tracées dans la fig. 42, l'une en trait plein, l'autre en tirets. On voit de suite que, si le navire 2 commence par être plus stable, le premier lui

devient très supérieur à partir de 28° environ, et la stabilité ne s'annule pour lui qu'à 112°, tandis qu'elle s'annule à 85° pour l'autre. Le navire 2 est donc dans des conditions moins bonnes que le navire 1, bien qu'ayant une meilleure stabilité initiale.

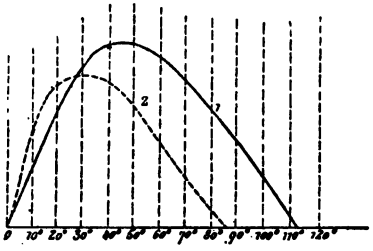


Fig. 42.

41. Inclinaison transversale finie produite par le transport d'un poids. — On peut aussi, au moyen de la courbe de stabilité statique, trouver, d'une façon rigoureuse, l'inclinaison produite par le transport d'un poids dans le sens transversal. Quand on suppose cette inclinaison infiniment petite ou du moins très petite, nous avons vu (§ 25) qu'on obtient sa valeur en écrivant qu'il y a équilibre entre le moment d'inclinaison résultant du transport du poids p à la distance d de sa première position (moment égal, pour un angle i quelconque, à $p\ d\ cos.\ i$) et le moment de stabilité que nous avons supposé égal, à P $(r—a)\ sin.\ i$.

Lorsque le poids transporté est assez fort pour qu'on ne puisse plus considérer l'angle d'inclinaison i qu'il produit comme infiniment petit, le moment d'inclinaison est toujours égal à $pd\ cos.\ i$, mais le moment de stabilité n'est plus égal à P $(r—a)\ sin.\ i$; il est représenté pour chaque valeur de i, par l'ordonnée de la courbe de stabilité statique; soit OMN cette courbe (fig. 43).

Traçons sur les mêmes axes une autre courbe dont les ordonnées représentent les valeurs du moment d'inclinaison $pd\ cos.\ i$ pour les diverses valeurs successives de i : soit P Q cette courbe; elle a son point de départ

en un point P pris sur l'axe OY et tel que OP $= pd$; sa tangente en ce point est horizontale, puis elle va en s'abaissant et vient couper l'axe OX au point Q correspondant à $i = 90°$.

La courbe PQ rencontre la courbe OMN en un point I, qui correspond à un angle d'inclinaison OJ $= 18°$ en-

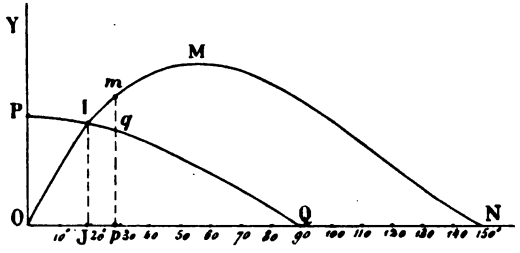


Fig. 43.

viron. Cet angle représente l'inclinaison d'équilibre, car pour cette position le moment de redressement et le moment d'inclinaison sont égaux; et cet équilibre est stable, car si la valeur de i dépasse OJ, le moment de stabilité devient plus grand que le moment d'inclinaison ($mp > qp$) et le navire se redresse.

Il peut arriver que la courbe PQ rencontre en un second point la courbe OMN : c'est ce qui se produit si celle-ci coupe l'axe OX en un point N tel que ON soit plus petit que 90°. Il y a alors une seconde position d'équilibre I′ (fig. 44) correspondant à un angle d'inclinaison OJ′, mais cet équilibre est instable, car si une cause quelconque fait dépasser au navire la position OJ′, même infiniment peu, le couple d'inclinaison devient plus grand que le couple de redressement et le mouvement d'inclinaison continue jusqu'à ce que le bâtiment chavire. En sorte que, bien que ce que nous avons appelé angle de nulle stabilité soit représenté par ON,

on voit qu'il suffit pratiquement, pour que le navire fasse le tour, que le couple PQ l'amène à l'angle OJ'.

Dans le cas de la figure 44, les deux positions d'équilibre OJ et OJ' étant assez éloignées l'une de l'autre, il faudrait une action d'une certaine intensité pour faire dépasser au navire la première (qui est stable) et l'amener à la seconde (instable). Il en est autrement si les deux positions sont très rapprochées et *a fortiori* si elles viennent à se confondre, c'est-à-dire si la courbe PQ devient tangente à la courbe OMN, comme le représente la figure 45. Dans ce cas, bien que l'inclinaison OJ due à l'action du poids transporté ne paraisse être que de 25°, tandis que l'angle de nulle stabilité ON du navire est égal à 60°, le bâtiment chavirera infailliblement, parce que la position d'équilibre OJ est instable.

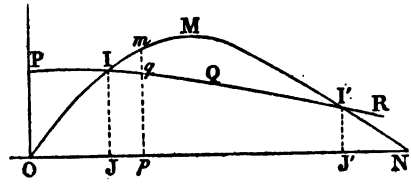


Fig. 44.

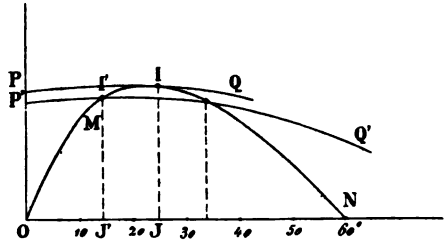


Fig. 45.

On voit par là combien il peut être dangereux de mettre un navire à la bande sous des angles un peu prononcés, au moyen de poids placés dissymétriquement.

Ajoutons qu'en réalité le danger commencerait avant qu'on ait atteint l'angle OJ, car une foule de causes telles que l'agitation de la mer, l'existence de poids mo-

biles à bord, etc., peuvent venir ajouter leur action à celle du poids inclinant qu'on a seul considéré; en sorte que dans le cas de la figure précédente, un moment d'inclinaison représenté par une courbe telle que P'Q', moment qui semble au premier abord devoir ne donner au navire qu'une bande de 15° environ, le mettrait certainement dans une situation critique.

On ne saurait trop se pénétrer des idées qui précèdent : elles sont fondamentales, et en ne les perdant pas de vue, on évitera parfois de se livrer à des opérations dangereuses.

42. Inclinaison produite par une force quelconque. — Tout ce que nous venons de dire au sujet de l'inclinaison produite par un poids transporté en abord se répéterait sans changement au sujet de l'inclinaison produite par une autre force quelconque, telle que, par exemple, l'action du vent sur les voiles, la pression de l'eau sur le safran du gouvernail quand on met de la barre sur le navire en marche, etc. Le moment d'inclinaison dû à ces forces peut en effet se représenter par une courbe analogue aux courbes PQ du cas précédent et l'on pourrait refaire exactement les mêmes raisonnements.

Prenons par exemple une force qui provoque sur le navire un moment d'inclinaison sensiblement constant. On peut admettre que tel est à peu près l'effet d'une brise régulière et bien établie agissant sur la voilure et le fardage. Le moment d'inclinaison est alors représenté par une droite horizontale telle que PQ (fig. 46) et l'angle de bande dû à cette action est celui qui correspond au point d'intersection I, c'est-à-dire un angle représenté par OJ.

Si on mène une droite horizontale P'Q' tangente à la courbe de stabilité au point I', une brise dont le moment serait représenté par cette droite, c'est-à-dire égal à OP' suffirait pour faire chavirer le navire, bien qu'elle

semble, au premier abord, devoir lui donner seulement une bande égale à OJ′, c'est-à-dire très inférieure à l'angle de chavirement ON.

L'effet d'une force dont le moment va en croissant, comme par exemple une rafale de vent, peut être encore beaucoup plus dangereux. Ainsi une force dont le

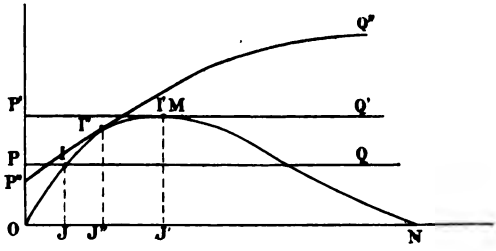


Fig. 46.

moment d'inclinaison serait représenté par P″Q″ ferait chavirer le bâtiment, bien qu'elle semble devoir produire seulement une inclinaison égale à OJ″.

43. Stabilité dynamique. — La question devient plus nette encore quand on envisage non plus simplement l'équilibre des forces en jeu, mais le travail de ces forces.

On démontre, dans tous les cours de Mécanique, que le travail d'un couple dont le moment est constant et égal à M, et qui fait tourner d'un angle i le corps sur lequel il agit est :

$$T = M \times i$$

Le couple de redressement d'un navire n'a pas un moment constant, mais on peut le supposer tel, à chaque instant, pendant un intervalle de temps très petit, correspondant à une rotation d'un angle également

très petit. Ainsi à l'instant où le moment de ce couple est représenté par MP (fig. 47), on peut admettre qu'il conserve cette valeur pendant que le navire tourne d'un angle infiniment petit PP' : le travail accompli par le couple pendant ce temps est alors égal à :

$$T = MP \times PP'.$$

c'est-à-dire représenté par l'aire du petit rectangle couvert de hachures. Pendant l'intervalle suivant, ce travail sera de même représenté par le rectangle M'Q', P''P' et ainsi de suite. En résumé, le travail total que le couple de redressement est susceptible de développer pendant que le navire incline depuis sa position droite jusqu'à son angle de chavirement O N est représenté par l'aire comprise entre la courbe de stabilité statique O M N et l'axe O N : c'est ce qu'on appelle la *stabilité dynamique du navire*. Pour qu'une cause quelconque puisse faire chavirer ce bâtiment partant de sa position droite, il faut que cette cause soit susceptible de développer un travail égal à cette aire, ou une $\frac{1}{2}$ force vive équivalente.

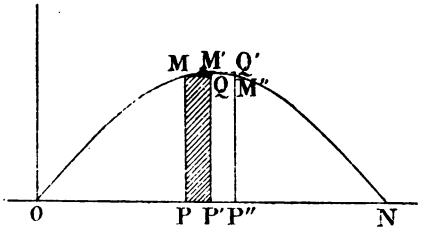


Fig. 47.

44. Importance de la forme de la courbe de stabilité. — Ceci montre combien est importante la forme de la courbe de stabilité et quelle supériorité présentera à ce point de vue un navire ayant une courbe de la forme 1 (fig. 48), relativement à d'autres ayant des courbes des formes 2 et 3, bien que ceux-ci

aient une stabilité initiale plus grande que celle de 1.

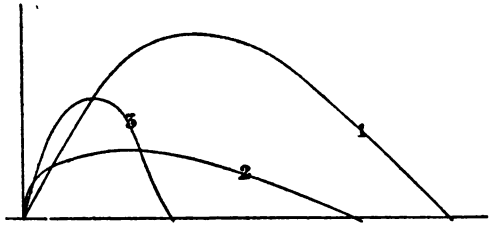


Fig. 48.

45. Réserve de stabilité. — Imaginons maintenant qu'un navire, dont la courbe de stabilité est OMN (fig. 49), au lieu d'être droit, soit déjà incliné par l'action d'une force quelconque, par exemple par l'action du vent sur ses voiles ou bien par suite d'une répartition dissymétrique des poids; et supposons que le moment de cette force inclinante soit représenté par la courbe PQP' : la bande constante sous laquelle naviguera le navire sera celle qui correspond au point I, c'est-à-dire OJ ; et, dans ces conditions, pour un angle d'inclinaison quelconque tel que OK, le moment de redressement du navire (moment égal à KM) est en partie détruit par le moment d'inclinaison égal à KQ ; il reste simplement la différence MQ. C'est comme si la courbe de stabilité du navire, au lieu d'être OMN, était réduite à JQ'J', obtenue en prenant la différence des ordonnées des deux premières.

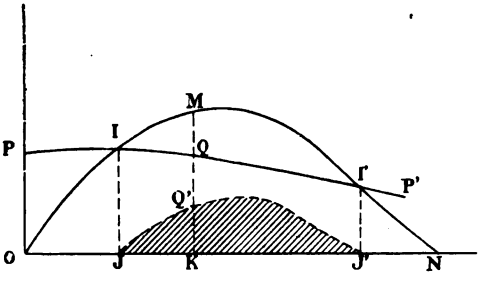


Fig. 49.

La stabilité dynamique du navire, c'est-à-dire le travail nécessaire pour le faire chavirer, travail qui était égal à l'aire de la courbe OMN, n'est plus égale qu'à l'aire de la courbe JQ'J', c'est-à-dire à l'aire hachurée sur la figure 49. C'est ce qu'on appelle la *réserve de stabilité* du navire soumis au couple PQP'.

On voit par là que si un navire a une bande un peu forte due à l'action d'une brise régulière, de poids dissymétriques ou de toute autre cause, sa stabilité peut se trouver considérablement réduite, et pour le faire chavirer du bord où il est déjà incliné, il peut suffire d'une force qui n'eût fait courir aucun danger au navire droit.

Dans le cas où, comme dans la figure 46, les couples inclinants sont représentés par des courbes PQ, P''Q''... qui tangentent la courbe OMN, on voit que la réserve de stabilité est nulle : le navire chavire donc infailliblement. Pour des couples de même nature, mais un peu plus faibles, il restera une petite réserve de stabilité, mais si elle est insuffisante, la moindre cause suffira à l'absorber et la catastrophe se produira.

46. Effet dû à la vitesse acquise. — Jusqu'à présent, nous n'avons pas tenu compte de la vitesse acquise par les différents points du navire dans son mouvement d'inclinaison. Or, en réalité cette inclinaison ne s'accomplit pas sans vitesse, et en vertu de la force vive qui résulte de celle-ci, le bâtiment dépasse tout d'abord la position d'équilibre due à l'action du couple inclinant ; il se redresse ensuite et reprend cette position après une ou plusieurs oscillations plus ou moins prononcées. Ceci explique différents faits d'observation bien connus.

Par exemple, un navire sur lequel on dépose brusquement en abord un poids un peu fort s'incline au premier moment d'un angle plus grand que celui qu'il conservera définitivement, puis se redresse en oscillant.

De même, si on met rapidement de la barre sur un na-

vire en marche, il prend tout d'abord sous l'action de son gouvernail une bande plus forte que celle qu'il conserve pendant le cours de sa giration.

La même chose arrive pour un bâtiment sous voiles qui reçoit une risée.

On conçoit en outre, sans qu'il soit nécessaire d'entrer dans de longs développements théoriques, que la vitesse acquise par le navire dans sa rotation peut dans certains cas devenir un danger. Sous l'action d'un couple qui, abstraction faite de cette vitesse, amènerait le bâtiment à une position d'équilibre correspondant à une faible réserve de stabilité, il peut arriver que le navire prenne une force vive susceptible d'absorber cette réserve et de provoquer le chavirement. On ne devra pas perdre de vue cette particularité, et, par exemple, s'abstenir de donner trop brusquement de la barre, surtout sur un navire peu stable ; — si l'on a à placer en abord un poids considérable, le déposer en douceur et non d'un seul coup, etc.

47. Influence de la forme des œuvres mortes sur la stabilité. — L'importance capitale que présente la courbe de stabilité étant mise en évidence par tout ce qu'on vient de lire, il est intéressant d'étudier comment les façons du navire et particulièrement de ses œuvres mortes influent sur la forme de cette courbe et par conséquent sur la stabilité. On peut s'en rendre compte, au moins d'une façon approximative, par l'examen de quelques cas particuliers.

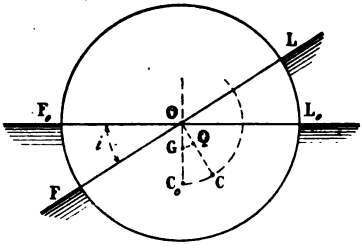


Fig. 50.

1° Considérons d'abord (fig. 50) un cylindre circulaire

droit, flottant sur l'eau avec ses génératrices horizontales et ayant pour flottaison droite un plan F_0L_0 passant par son centre O; soit G le centre de gravité du flotteur. Le centre de la carène limitée par F_0L_0 est en un point C_0, qu'il serait facile de calculer. Appelons r la distance OC_0 et a la distance GC_0, en sorte qu'on a $OG = r - a$.

Supposons maintenant que la flottaison s'incline d'un angle i et devienne FL. Le centre de la carène limitée par cette nouvelle flottaison est sur une droite OC perpendiculaire à FL et à une distance $OC = OC_0 = r$; en d'autres termes tous les centres de carène successifs correspondant à diverses valeurs de i sont sur un cercle décrit de i comme centre avec r comme rayon. Le bras de levier du couple de redressement correspondant à la flottaison FL est GQ; il est égal à $OG \sin. i$, en sorte que le moment de redressement est :

$$M = P \times OG \sin. i = P \times (r - a) \sin. i$$

La courbe de stabilité (fig. 51) est donc, dans ce cas, une courbe qui part du point O (pour $i = 0$), va en mon-

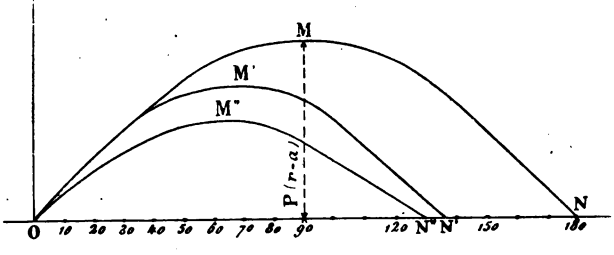


Fig. 51.

tant, atteint un maximum égal à $P(r - a)$, au point M, pour $i = 90°$, puis redescend et revient couper l'axe OX pour $i = 180°$.

2° Si le flotteur, au lieu de former au-dessus de l'eau un demi-cylindre complet, est limité à un pont supérieur tel que A B (fig. 57), il est clair que sa courbe de stabilité se confondra d'abord avec celle du cas précédent jusqu'au moment où la flottaison viendra rencontrer le livet B du pont, c'est-à-dire jusqu'à un angle d'environ 35° dans le cas de la figure. Mais pour un angle d'inclinaison plus grand, on aura une flottaison telle que F L qui ne passera pas par O, car un plan parallèle à F L passant par O limiterait un volume plus petit que celui de la carène primitive, de toute la partie correspondante au triangle B L′ B′. En outre le centre de cette carène n'est plus sur la perpendiculaire abaissée de O sur F L, mais en dessous de cette perpendiculaire, car il est évident que l'aire C D I F est plus grande que l'aire CLBD. La poussée au lieu d'être dirigée suivant CD, le sera suivant une droite telle que C′ D′; le moment de stabilité sera donc diminué. La courbe de stabilité, au lieu d'être OMN (fig. 52) sera par exemple OM′N′, et son infériorité par rapport à la première sera d'autant plus accusée que A B sera plus rapproché de la flottaison F_0L_0. Ceci montre l'avantage que présentent, au point de vue de la stabilité, les navires à œuvres mortes élevées par rapport aux navires à franc-bord bas.

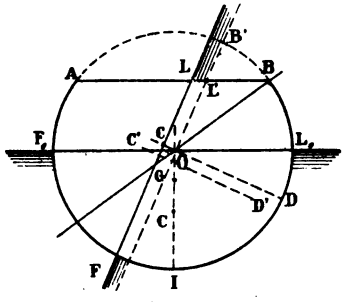


Fig. 52.

3° Partant toujours de notre flotteur à section circulaire, comparons-le avec un navire ayant au-dessus de la flottaison une rentrée plus grande et limité par exemple par des œuvres mortes ayant comme profil L_0LA

(fig. 53). Le même raisonnement que tout à l'heure nous fait voir que, dès le début de l'inclinaison, la courbe de stabilité de ce second flotteur est en dessous de OMN (fig. 51) ; elle est par exemple OM″N″. L'inverse a lieu si au contraire la muraille du navire au-dessus de l'eau est verticale comme L_0B, et à plus forte raison si elle présente du dévers comme L_0D ; dans ces deux cas, la courbe de stabilité sera dès le début de l'inclinaison au-dessus de OMN et cela d'autant plus que le dévers est plus prononcé.

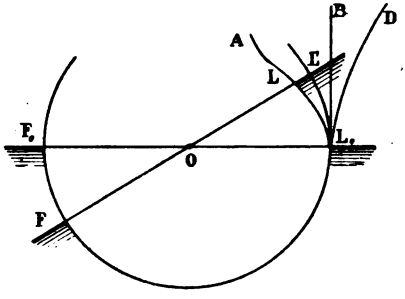


Fig. 53.

Il va sans dire que pour un navire réel, dont les formes peuvent être très variables, la courbe de stabilité peut elle-même varier à l'infini. Mais les conclusions précédentes subsistent. Des œuvres mortes élevées, verticales ou ayant du dévers, comme sur la plupart des grands paquebots, transports, cargo-boats, etc., donnent des courbes de stabilité fort avantageuses dont le maximum est très élevé et qui s'étendent très loin vers la droite. Un navire ras sur l'eau est au contraire, toutes choses égales d'ailleurs, dans de bien moins bonnes conditions, surtout si à sa faible hauteur de franc-bord s'ajoute une rentrée prononcée des œuvres mortes.

48. Tableau de renseignements concernant la stabilité de quelques navires. — Les renseignements renfermés dans le tableau ci-dessous pourront être de quelque intérêt à consulter.

	NOM DU NAVIRE.	Déplacement du navire.	Valeur de $r - a$.	Maximum du moment de stabilité.	Angle d'inclinaison auquel correspond ce maximum.	Angle de nulle stabilité.
		tx.	m.	txm.		
NAVIRES DE GUERRE	*Captain* (anglais)	8.043	0,792	2.100	21°	55°
	Monarch —	8.439	0,722	4.700	42°	70°
	Victoria —	11.096	1.540	8.560	37°	68°
	Kaiser (allemand)	7.721	0.91	8.100	44°	103°
PAQUEBOTS.	*Servia* (ligne Cunard)	12.557	1.097	18.386	»	» (1)
	Catalonia — en charge jusqu'au pont supérieur	8.417	0.305	6.520	»	au delà de 90°
	Catalonia, en charge jusqu'au second pont	»	0,749	10.119	»	»
	Thames (Peninsular Oriental C°), en charge	7.361	0,152	7.447	60°	au delà de 120°.
	Thames, lège	6.856	0,152	6.212	45°	71°
	Claymore	1.502	0.731	1.411	»	au delà de 90°

49. Remarque.— Pour que les murailles et les ponts puissent contribuer à la stabilité du navire incliné, il faut, bien entendu, qu'ils soient intacts et non percés. Il est évident que si, par exemple, les sabords sont ouverts, l'eau s'introduit dans le navire à partir du moment où elle atteint leur niveau, et on doit par conséquent considérer la muraille comme limitée à la ligne des seuillets. De même, si les écoutilles du pont supérieur ne sont pas fermées, le navire est en danger dès qu'il atteint une inclinaison telle que l'eau passe par-dessus les orifices des panneaux. Il est inutile d'insister sur la nécessité de fermer les sabords et les panneaux dans toutes les circonstances où on peut craindre que le navire prenne des inclinaisons exagérées et embarque de l'eau par ces ouvertures, par exemple par gros temps.

50. Règles pratiques d'arrimage et de manœu-

(1) Le moment de stabilité est encore de 13,000 ^{txm} pour 90° d'inclinaison.

vre. — Il nous paraît utile de résumer ici les conclusions pratiques, relatives à l'arrimage et à la manœuvre, auxquelles nous a conduits l'étude de la stabilité, faite dans les deux chapitres qui précèdent.

1° Tout poids ajouté dans les hauts du navire tend à réduire la stabilité; on doit donc de préférence placer les parties les plus lourdes du chargement à fond de cale et les parties légères par-dessus. Des considérations de commodité ou des nécessités d'ordre commercial, peuvent évidemment forcer à s'écarter de cette règle, mais on ne doit le faire qu'à bon escient et si l'on est assuré que la stabilité du bâtiment n'en sera pas compromise. A plus forte raison en est-il de même si l'on n'a pas d'autre but, en élevant les gros poids, que de diminuer la dureté des roulis : nous verrons effectivement dans les chapitres suivants, qu'en réduisant la stabilité initiale du navire (c'est-à-dire la valeur de $r—a$) on augmente la durée de la période du roulis et on rend celui-ci plus doux; mais il est bien évident que la *sécurité* du bâtiment doit passer avant toute autre considération et qu'il faut conserver à sa stabilité une valeur suffisante pour que le navire ne coure aucun danger.

2° Quand un navire s'échoue, par exemple quand on l'entre au bassin ou sur le gril de carénage, sa stabilité diminue en général très rapidement à partir du moment où il commence à déjauger : il faut donc l'accorer aussitôt que faire se peut. Il est à peine utile d'ajouter qu'inversement, quand on le remet à flot, il convient de le soutenir par des accores aussi longtemps que possible. Cette nécessité s'accuse surtout pour les navires qui présentent à la flottaison beaucoup de dévers.

3° A la mer, tout poids susceptible d'osciller ou de se déplacer doit être amarré, le chargement solidement accoré, et s'il s'agit d'un chargement liquide ou semi-liquide (grains, sable, etc.), il convient de subdiviser en

compartiments, par des cloisons longitudinales, la partie de la cale occupée par ce chargement.

4° Quand on élève à bord des poids importants au moyen de palans frappés dans les parties hautes, par exemple dans la mâture, il est bon, dès que le poids est en l'air, de le contretenir par des palans de retenue afin de l'empêcher d'osciller et de réduire par là la perte de stabilité résultant de son élévation.

5° On doit s'abstenir de faire incliner un navire, sous des angles prononcés, au moyen de poids placés en abord dans les régions supérieures du bâtiment : le navire peut en effet se trouver en danger de chavirer pour une inclinaison qui paraît au premier abord très acceptable. S'il arrive pourtant qu'on soit obligé de faire une opération de cette nature, il faut munir le bâtiment de palans de retenue, frappés à terre ou sur un autre bâtiment du bord opposé à celui où l'on abat le navire, et assez robustes pour l'empêcher de s'incliner au delà de la limite à laquelle on veut l'amener.

6° Quand on embarque un poids un peu fort, il ne faut pas le déposer à bord brusquement, mais en douceur, afin de ne pas donner au navire une force vive susceptible de lui faire dépasser la position d'équilibre à laquelle il doit s'arrêter et d'absorber sa réserve de stabilité.

7° Pour la même raison, on doit s'abstenir des coups de barre trop brusques, surtout si le navire est déjà à la bande, s'il est sous voiles par exemple; cela est à éviter particulièrement si l'on sait d'avance que le navire est peu stable.

8° Tout ce qui limite la hauteur d'œuvres mortes utiles diminue la stabilité statique et dynamique du navire; pour cette raison les sabords doivent être fermés quand il y a de la mer; il en est de même des panneaux du pont. Il y a pour le même motif, une limite

de poids qu'on ne doit pas dépasser pour le chargement mis à bord, afin que le bâtiment ne navigue pas trop ras sur l'eau. La flottaison supérieure qui détermine cette limite s'appelle *ligne de charge :* elle doit toujours être au-dessous du pont principal ; mais on n'a pas encore établi de règle absolue pour déterminer sa hauteur.

CHAPITRE V.

Du roulis d'un navire en eau calme.

51. Durée d'oscillation d'un pendule. — La théorie du roulis d'un navire se rattache à celle du mouvement d'un pendule, c'est-à-dire d'un corps pesant qui oscille en tournant autour d'un axe de rotation horizontal. Il est donc nécessaire de rappeler les principes de mécanique relatifs au mouvement d'un pendule.

1° *Pendule simple*. Considérons d'abord un pendule *simple;* on sait qu'on nomme ainsi le système idéal constitué par un point matériel pesant, suspendu à l'extrémité d'un fil (que l'on suppose rigide, inextensible et sans pesanteur) et susceptible d'osciller dans un plan autour de son point de suspension. On démontre (Voir la note complémentaire D) que quand l'oscillation du pendule de part et d'autre de sa position verticale reste faible, la durée de cette oscillation est indépendante de son amplitude et donnée par la formule :

$$T = \pi \sqrt{\frac{l}{g}} \qquad (1)$$

dans laquelle l est la longueur du pendule en mètres, π le rapport de la circonférence au diamètre $= 3,1416$, g l'accélération due à la pesanteur $= 9,81$.

En remplaçant π et g par leur valeur numérique, cela équivaut à

$$T = 1{,}003 \sqrt{l}$$

De plus, si on néglige la résistance de l'air et le frottement de l'axe d'oscillation sur ses paliers, l'oscillation du pendule se prolonge indéfiniment, toujours avec la même amplitude. Dans la réalité il n'en est pas ainsi : les résistances dont nous venons de parler finissent toujours par éteindre l'oscillation, qui va en diminuant graduellement d'amplitude, jusqu'à ce que le pendule revienne au repos, après un nombre de battements plus ou moins grand suivant la valeur de ces résistances ; ainsi un pendule qui oscillerait dans l'eau serait arrêté beaucoup plus vite qu'un pendule oscillant dans l'air; à plus forte raison en serait-il de même pour un pendule oscillant dans un liquide visqueux, comme du goudron. La forme de la masse M joue aussi un rôle et annule plus ou moins vite l'oscillation, suivant qu'elle présente une plus ou moins grande résistance au mouvement.

2° *Pendule composé.* Si au lieu d'un pendule simple, on considère un corps de forme quelconque, pouvant osciller autour d'un axe horizontal A (fig. 54), on a ce qu'on appelle un *pendule composé*. Soit G le centre de gravité de ce corps. On peut être tenté de croire (et c'est en effet une erreur assez commune) que le corps oscillera comme un pendule simple qui aurait pour longueur AG. Il n'en est rien. Il est vrai que lorsque le corps est écarté de sa position d'équilibre de telle façon que son centre de gravité vienne en G′, la pesanteur agit sur lui comme elle agirait sur un corps de même poids dont toute la masse serait concentrée en G′; mais les vitesses qu'ils

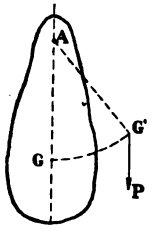


Fig. 54.

acquerront tous deux dans le même temps ne seront pas les mêmes.

On démontre les résultats suivants (Voir la note E) :

Soient $p_1 p_2 p_3 \ldots$ les poids des divers points matériels qui constituent le pendule composé, et $r_1 r_2 r_3 \ldots$ les distances de ces points à l'axe d'oscillation. On nomme *moment d'inertie* du corps oscillant et on désigne par I la somme des produits des masses de ces points par le carré de leurs distances à l'axe ; c'est-à-dire qu'on a :

$$I = \frac{1}{g}\left(p_1 r_1^2 + p_2 r_2^2 + p_3 r_3^2 + \ldots\right)$$

La longueur x d'un pendule simple qui oscillerait dans le même temps que le pendule composé considéré est donnée par l'égalité :

$$x = \frac{g\,I}{P d} \qquad (2)$$

P étant le poids total du corps et d la distance de son centre de gravité à l'axe d'oscillation. Cette longueur x est ce qu'on appelle la longueur du pendule simple *synchrone* à ce pendule composé. Or d'après la formule (1), la durée de l'oscillation du pendule simple ayant pour longueur x est $T = \pi\sqrt{\frac{x}{g}}$. D'où, en remplaçant x par sa valeur tirée de l'équation (2) :

$$T = \pi\sqrt{\frac{I}{P d}} \qquad (3)$$

En effectuant ce calcul, on trouve par exemple que pour une barre cylindrique ou prismatique de longueur L, oscillant autour d'un axe passant par une de ses extrémités et ayant par conséquent son centre de gravité à une distance $\frac{L}{2}$ de l'axe, la durée de l'oscilla-

tion est la même que pour un pendule simple ayant comme longueur, non pas $\frac{L}{2}$, mais $\frac{2}{3}$ L.

52. Assimilation du navire, oscillant en eau calme, à un pendule composé. — Ces préliminaires posés, considérons un navire flottant en eau calme : supposons-le écarté transversalement de sa position droite, d'un angle i, puis abandonné à lui-même. En vertu de son couple de stabilité, il tendra à revenir à sa position d'équilibre, mais la dépassera par suite de la vitesse acquise et effectuera autour de cette position une série d'oscillations qui se prolongeraient indéfiniment si le navire n'éprouvait aucune résistance à ce mouvement. Dans la réalité, par suite de la force vive qu'acquiert le bâtiment dans son oscillation, la surface de sa carène frappe l'eau avec une certaine vitesse qui développe des résistances tendant à s'opposer au roulis, et on voit l'amplitude du mouvement diminuer progressivement jusqu'à ce que le navire revienne au repos, ainsi qu'il arrive pour un pendule qui oscille dans l'air.

Négligeons ces résistances. Supposons en outre que le navire en s'inclinant conserve son volume de carène primitif et que la valeur de son couple de redressement, pour un angle d'inclinaison i, soit la même que s'il se trouvait incliné sans vitesse, du même angle i, sur une eau calme et non agitée par le mouvement même du flotteur : ces hypothèses sont assez loin d'être exactes, mais elles conduisent à une formule que l'expérience a vérifiée.

Dans les conditions que nous venons de dire et en admettant que la valeur de i ne dépasse pas 12 à 15°, le moment du couple de redressement est approximativement :

$$P\ (r-a)\ sin.\ i$$

Admettons pour un instant, et sauf rectification, qu'il existe dans le navire un point qui, dans le mouvement de roulis, reste immobile : le navire sera alors dans le cas d'un pendule composé dont le poids serait P et dont la distance du centre de gravité au point de suspension rerait $r - a$; il est clair en effet que le moment de la force (pesanteur) qui tend à ramener ce pendule à sa position droite est, pour un angle d'inclinaison i, égal à $P(r - a) \sin. i$.

Or, pour avoir la durée d'oscillation d'un semblable pendule, il suffit de remplacer d par $r - a$ dans la formule (3); cela donne :

$$T = \pi \sqrt{\frac{I}{P(r - a)}} \qquad (4)$$

53. Application de cette formule au cas du navire. — Cette formule sera applicable au cas du navire si l'on suppose que I représente le moment d'inertie de celui-ci, par rapport à un axe horizontal passant par le point du bâtiment que nous avons supposé immobile dans le mouvement d'oscillation (*ou point tranquille*).

En réalité il n'existe pas, dans un bâtiment qui roule, de *point tranquille*.

Mais l'expérience montre que pour des roulis en eau calme ayant une amplitude faible, les points voisins de la flottaison se déplacent peu. Il en est ainsi en particulier du centre de gravité du navire, qui est en général assez voisin de la flottaison. On ne commet donc pas d'erreur bien sensible en admettant que dans la formule (4), qui donne la durée d'une oscillation simple du navire, *I représente le moment d'inertie de celui-ci par rapport à un axe horizontal passant par son centre de gravité.*

54. Vérification expérimentale de la formule. — Quelques vérifications expérimentales ont d'ailleurs prouvé que malgré le peu d'exactitude des hypothèses

successives que nous avons faites, les résultats réels ne s'écartent pas beaucoup de ceux que l'on trouve par la formule (4). Ainsi pour le cuirasse anglais *Devastation,* la période calculée étant d'environ 7 secondes, la période réelle a été trouvée égale à 6^s76. Pour un monitor américain, on a de même trouvé par le calcul 2^s5 et par l'expérience directe 2^s7.

Ceci montre en particulier que si la résistance de l'eau a une influence considérable sur *l'amplitude* des oscillations, qu'elle finit par ramener à zéro, elle en a très peu sur leur durée.

L'expérience a également vérifié, dans des limites assez étendues, que la durée des oscillations est à peu près indépendante de leur amplitude : par exemple, sur le navire anglais le *Sultan,* on n'a pas trouvé de différence sensible entre la durée d'une oscillation atteignant 15° de chaque bord et celle d'une oscillation ne dépassant pas 2°. Il convient toutefois de remarquer que, quand l'amplitude de l'oscillation augmente, sa durée tend à augmenter aussi, mais légèrement.

55. Conséquences de la formule. — Indiquons rapidement quelques conséquences de la formule (4).

1° Toutes choses égales d'ailleurs, la durée d'oscillation est d'autant plus grande que $r - a$ est plus petit, c'est-à-dire le navire moins stable. En d'autres termes, moins un navire est stable, moins il se relève vite quand une cause quelconque l'a fait incliner. Cela s'explique tout naturellement : plus $r - a$ est petit, plus le navire se rapproche d'un état d'équilibre indifférent.

2° Pour deux navires dont tous les éléments (formes, charpentes, poids embarqués, etc.) sont géométriquement semblables, dans le rapport de similitude k, P, qui est un poids, est proportionnel au cube des dimensions, c'est-à-dire à k^3; I, qui est le produit d'un poids par le carré d'une longueur, est proportionnel à k^5; $r - a$, qui est une

longueur, est proportionnel à k. Il s'ensuit que T^2 est proportionnel à k. Il serait même plus exact de dire que T^2 est proportionnel à k^2, car on s'arrange ordinairement de manière à donner à tous les navires, petits ou grands, à peu près la même valeur de $r - a$. Il suit de là que la durée d'oscillation est en général plus grande sur un grand navire que sur un petit; en d'autres termes, les petits navires roulent plus vite.

3° Quand on transporte horizontalement, en les éloignant du plan diamétral du navire, des poids symétriquement répartis par rapport à ce plan, on augmente leur distance au centre de gravité G, dont la position ne change pas. Par suite, le moment d'inertie I augmente. Comme d'autre part P et $r - a$ ne changent pas, il s'ensuit que T augmente; l'inverse a lieu si on rapproche les poids du plan diamétral. Par exemple, en amarrant les canons le plus près possible de la muraille, on tend à accroître la période d'oscillation et inversement.

4° Quand il s'agit de poids transportés verticalement, les conclusions sont moins évidentes, car la position en hauteur du centre de gravité se modifie, et alors I varie par suite de ce déplacement d'une façon qu'il est difficile de prévoir à l'avance. Toutefois on peut dire qu'en général, en ajoutant des poids dans les hauts, le moment d'inertie augmente et la stabilité diminue; par suite la durée d'oscillation augmente. Inversement en augmentant la stabilité du navire par l'addition ou le transport de poids dans les cales, on augmente la vivacité des roulis.

56. Expérience d'inertie. — Le calcul du moment d'inertie I, qu'il serait nécessaire de faire si l'on voulait déterminer d'avance la périole d'oscillation d'un navire, serait des plus longs et laborieux. Aussi se dispense-t-on de l'effectuer. On attend que le navire soit exécuté et arrivé à un état aussi voisin que possible de son état

d'armement. On procède alors, généralement en même temps qu'on fait son expérience de stabilité, à ce qu'on nomme l'*expérience d'inertie*.

Pour cela, on répartit symétriquement des deux bords, sur un pont convenablement dégagé, un certain nombre d'hommes, puis on les fait passer rapidement tous du même bord. On provoque ainsi une première oscillation. Quand elle est arrivée à son point extrême, on fait courir tous les hommes vers l'autre bord en leur faisant gravir la pente du pont, et on continue de la sorte à les faire passer successivement d'un bord à l'autre, en ayant soin qu'ils opèrent avec autant d'ensemble qu'il est possible et qu'ils ne commencent à courir d'un bord vers l'autre que lorsque le navire a atteint son inclinaison extrême et va commencer à se redresser. On détermine ainsi un mouvement de roulis qui va en s'accentuant. Quand il est bien régulièrement établi et qu'il a atteint une amplitude convenable, une dizaine de degrés par exemple, tous les hommes rallient ensemble l'axe du navire et s'y tiennent immobiles.

Le bâtiment continue alors à osciller librement. On compte la durée d'un certain nombre d'oscillations simples, 10 par exemple, et on en déduit la durée T d'une seule oscillation.

Cette durée est relative au bâtiment dans les conditions de l'expérience. Pour passer de là au cas du bâtiment complètement armé, il faut faire un calcul correctif, mais qui a peu d'influence si on a eu soin d'attendre, pour faire l'expérience de roulis, que le bâtiment soit à peu près arrivé à son état de chargement complet.

57. Durée de l'oscillation de quelques navires. — Voici, à titre d'exemple, la durée de la période d'oscillation de quelques navires; nous mettons en regard les valeurs du $r - a$ de ces navires, ainsi

que la longueur du pendule simple synchrone (c'est-à-dire qui oscille dans le même temps), longueur qu'il est facile de calculer au moyen de la formule (1) :

NOM DU BATIMENT.	Déplacement. P	Valeur de $r - a$	Durée d'une oscillation simple.	Longueur du pendule simple synchrone.
	tx.	m.	s.	m.
1. — *Chimère*	277	0,64	3,10	10,55
2. — *Crocodile* (canonnière). . .	466	0,78	3,60	12,89
3. — *Bayonnais* (brick à voiles).	528	1,55	3,74	13,90
4. — *Lapérouse* (croiseur) . . .	2.320	0,55	5,21	26,94
5. — *Aréthuse* — . . .	3.586	1,03	6,67	44,23
6. — *Sfax* — . . .	4.503	0,96	6,18	37,97
7. — *Duquesne, Tourville* —	5.800	1,66	5,10	25,85
8. — *Tage* (croiseur)	7.254	0,72	7,57	56,94
9. — *Suffren* —	7.580	0,58	10,10	101,39
10. — *Terrible* (cuirasse)	7.632	0,98	5,87	34,24
11. — *Richelieu* —	8.790	0,63	8,95	79,62
12. — *Friedland* —	8.824	0,80	8,00	63,62
13. — *Hoche* —	11.053	0,84	7,86	61,36

Ce tableau met bien en évidence l'influence de $r—a$ sur la durée du roulis. Nous voyons par exemple que le *Duquesne* et le *Tourville*, qui ont un $r—a$ très grand (1^m66) roulent très vite par rapport aux navires de type analogue, tandis que le *Suffren*, dont le $r—a$ est relativement faible (0^m58) a un roulis extrêmement lent.

On voit en même temps combien est erronée l'opinion qu'ont certaines personnes qu'un navire oscille comme un pendule simple qui aurait pour longueur $r—a$: en effet, la longueur du pendule simple synchrone aux navires ci-dessus atteint plus de 100 mètres, tandis que $r—a$ ne dépasse guère 1^m50; en outre, toutes choses égales d'ailleurs, plus $r—a$ est petit, plus le pendule synchrone est long.

58. Effet des résistances passives. — La résistance de l'eau, celle de l'air sur le fardage du bâtiment,

les vagues que le navire crée en roulant, etc., etc., sont autant de causes qui tendent à faire perdre à ce navire sa force vive et à éteindre son oscillation, s'il n'existe pas de force qui l'entretienne d'une façon permanente. Tout ce qui est de nature à augmenter ces résistances est donc une cause d'extinction du roulis : tel sera par exemple l'effet d'une quille centrale de grande hauteur, d'un grand plan de dérive, de quilles latérales saillantes, etc. Tel sera également l'effet des *chambres d'équilibre,* c'est-à-dire de compartiments partiellement remplis d'eau qui oscille et se déforme au roulis. Cette eau mobile a une double action : 1° elle diminue la stabilité du navire et par conséquent tend à rendre les roulis plus lents et plus doux; 2° le travail absorbé par la déformation de sa masse et par son frottement contre les parois intérieures des compartiments qui la renferment contribue à diminuer la force vive du navire.

Nous reviendrons ultérieurement sur ces divers points, quand nous aurons parlé des roulis sur houle.

59. Tangage en eau calme. — Au lieu de considérer le mouvement d'oscillation du navire en eau calme autour d'un axe longitudinal (roulis), on pourrait considérer son oscillation autour d'un axe transversal, c'est-à-dire dans le sens de l'avant à l'arrière (tangage). On trouverait pour la durée de cette période une formule analogue à la formule (4) :

$$T' = \pi \sqrt{\frac{J}{P(R-a)}}$$

dans laquelle J est le moment d'inertie du navire par rapport à l'axe d'oscillation transversal et R le grand rayon métacentrique.

Quand on effectue ce calcul, on trouve toujours pour T′ une valeur beaucoup plus petite que celle qui correspond au cas du roulis, environ les 3 à 4 dixièmes.

Par suite de cette grande rapidité et en outre de la grande longueur du navire, la résistance de l'eau au tangage est énorme et, tandis qu'un roulis créé artificiellement se conserve pendant un certain temps, au contraire un navire écarté de sa position d'équilibre dans le sens longitudinal la reprend presque instantanément, après deux ou même une seule oscillation, comme un pendule dans du goudron. Il serait impossible de faire une expérience de tangage factice analogue à l'expérience de roulis que nous avons décrite ci-dessus (§ 51).

Cette différence entre le roulis et le tangage en eau calme est capitale en raison des conséquences qu'elle entraîne au point de vue du roulis et du tangage sur houle, ainsi que nous le verrons dans le chapitre VII.

CHAPITRE VI.

De la houle.

60. Apparence de la houle; mouvement orbitaire des molécules. — Lorsque le vent a soufflé pendant un certain temps sur la surface de la mer, celle-ci au lieu de rester plane et horizontale, prend un état d'agitation qui persiste après que le vent a cessé et qui se présente sous forme d'ondulations, constituant ce qu'on nomme la *houle*. Au large, c'est-à-dire loin des côtes et par mer profonde, l'aspect général de ces ondulations est celui d'une série de sillons rectilignes parallèles, tous de même forme, d'égale largeur et d'égale profondeur, qui paraissent au premier abord se transporter parallèlement à eux-mêmes avec une certaine vitesse. Mais si on examine les choses de plus près, on reconnaît bien vite que ce mouvement de translation n'est qu'apparent : un petit corps léger flottant à la surface de la houle ne participe pas en effet à ce transport qui, s'il était réel, devrait l'entraîner de plus en plus loin. Le flotteur reste sensiblement en place, ou plutôt décrit simplement autour de sa position moyenne une trajectoire ou *orbite* fermée, analogue à un cercle de petit diamètre.

Toutes les molécules de l'eau (non seulement à la superficie, mais jusqu'à une certaine profondeur), parcou-

rent ainsi des orbites sensiblement circulaires. La forme ondulée du niveau de la mer résulte de ce que, à un instant donné, les diverses molécules situées à la surface, dans un même plan perpendiculaire à la direction des ondes (ou plan de *profil*) ne se trouvent pas au même point de leurs orbites, et la translation apparente des vagues résulte du déplacement des molécules sur ces orbites.

Soient en effet (fig. 55) C_1 C_2 C_3 C_4... les trajectoires des

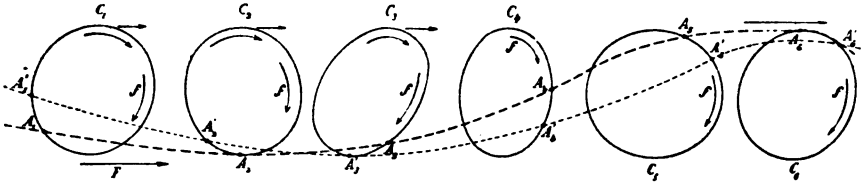


Fig. 55.

diverses molécules situées à la surface de la houle dans un plan de profil, trajectoires que, tout d'abord, je suppose quelconques. Soient, à un instant donné, A_1 A_2 A_3 A_4... les positions simultanées de ces molécules sur leurs orbites respectives : le profil d'ondes qu'on apercevra alors sera une courbe passant par les différents points A_1 A_2 A_3... ; c'est une courbe ondulée, ayant son point le plus bas (c'est-à-dire un *creux*) en A_2 et son point le plus haut (c'est-à-dire une *crête*) entre A_5 et A_6.

Au bout d'un instant toutes les molécules se seront déplacées sur leurs orbites ; l'expérience a fait voir qu'elles tournent toutes dans le même sens, celui des flèches *f* par exemple. Par suite elles seront venues en $A_1'A_2'A_3'A_4'$... et le nouveau profil d'ondes qu'on apercevra sera la courbe passant par tous ces points : elle aura maintenant son point inférieur (creux) en A'_3 et son point supérieur (crête) un peu à droite de A_6. On voit donc que les

sommets auront changé de place et tout l'ensemble de la houle aura paru se transporter dans le sens de la flèche F.

61. Étude géométrique de la houle. — Mais si on supposait qu'il n'existe aucune relation entre les formes des trajectoires des molécules successives, entre les temps qu'elles emploient à les parcourir et entre les vitesses qu'elles ont à un même instant sur ces orbites, on arriverait à trouver 1° qu'en se transportant, la houle change de forme et même de hauteur ; 2° qu'elle ne se transporte pas d'un mouvement uniforme. Or, ceci ne répond pas à l'aspect que présente une houle *régulière;* car nous appelons ainsi une houle dont le mouvement apparent de translation est uniforme et qui, dans ce mouvement, conserve toujours le même profil.

Pour réaliser ces conditions, il faut établir une certaine liaison entre les mouvements orbitaires des diverses molécules. L'hypothèse qui rend compte des faits de la manière la plus simple consiste à admettre que *tous les points de la surface situés dans un même plan de profil décrivent d'un mouvement uniforme et dans un même temps des orbites circulaires de même diamètre, ayant leurs centres dans un même plan horizontal* (qui est le plan du niveau de la mer calme).

Considérons donc (fig. 56) les trajectoires $0_1 0_2 0_3 0_4 \ldots$ ayant leurs centres équidistants. Soif F le sens de la propagation de la houle : le sens de rotation des molécules est alors celui des flèches *f* et non l'inverse, car l'observation montre qu'au moment où la molécule passe à son point le plus bas, c'est-à-dire dans le fond d'une lame, son mouvement propre est de sens opposé au mouvement de transport apparent de la lame ; il est au contraire de même sens au moment où la molécule passe sur une crête.

Il est évident, d'après ce qu'on a vu ci-dessus,

que le creux de la lame passera successivement à l'aplomb des points $O_1O_2O_3$... lorsque les diverses molécules passeront chacune à leur tour par les points les plus bas de leurs orbites. Soit l la distance $O_1O_2 = O_2O_3 = O_3O_4$... Appelons V la vitesse de translation apparente de la houle, et ω la vitesse angulaire commune à toutes

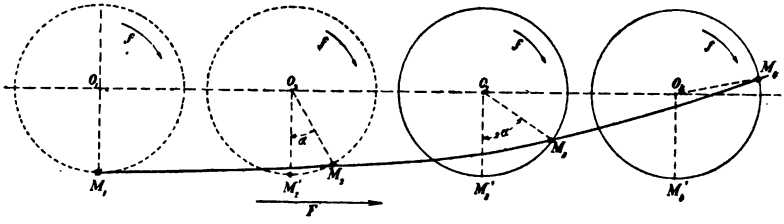


Fig. 56.

les molécules. Admettons qu'à un certain instant, le creux d'une lame soit en M_1, ce creux viendra en M'_2 au bout d'un temps t égal à :

$$t = \frac{l}{V}$$

en M'_3 au bout d'un temps $2t$, etc... Il faut donc qu'au premier instant la molécule qui parcourt le second cercle soit en un point M_2 tel qu'elle décrive l'angle $M_2O_2M'_2$ ou α dans le temps t. De même la molécule suivante sera au même instant en un point M_3 tel que l'angle $M_3OM'_3$ soit décrit dans le temps $2t$ c'est-à-dire égal à 2α ; la suivante en un point M_4 tel que l'angle $M_4OM'_4$ soit égal à 3α... et ainsi de suite.

On voit que le profil de la houle $M_1M_2M_3$... est la courbe qui serait engendrée par un point d'un cercle qui tournerait uniformément autour de son centre dans le sens inverse des flèches f, avec une vitesse angulaire ω, en

même temps que ce centre se déplacerait dans le sens F avec la vitesse constante V. Cette courbe est ce qu'on appelle une *trochoïde :* c'est la trajectoire parcourue par un point M (fig. 57) pris sur un des rayons d'une roue R qui roulerait sans glisser sur un rail AA situé au-dessus d'elle, en tournant dans le sens de la flèche *f*.

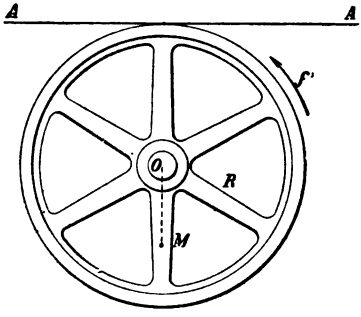


Fig. 57.

Appelons R le rayon de cette roue et *r* le rayon de l'orbite du point M c'est-à-dire OM. Il est évident que le point M, qui se trouve actuellement dans un creux, se retrouvera de nouveau dans un creux lorsque la roue aura fait un tour complet, c'est-à-dire lorsqu'elle aura parcouru sur AA une longueur égale à sa circonférence $2\pi R$. Cette longueur est ce qu'on appelle la *longueur d'onde* L (distance de creux en creux ou de crête en crête) ; on a donc :

$$L = 2\pi R \qquad (1)$$

La *hauteur d'onde* est la hauteur verticale H entre un creux et une crête ; on a évidemment

$$H = 2r$$

On achève de définir une houle en donnant sa durée ou période T, c'est-à-dire le temps qui s'écoule entre le passage de deux creux (ou de deux sommets) successifs au même point.

Tant que le point M, qui engendre la trochoïde, est pris en dedans du cercle générateur (c'est-à-dire tant qu'on a $r < R$), la courbe décrite est une courbe à in-

flexions (fig. 58), dont les sommets sont plus pointus que les creux : c'est bien ainsi que se présentent les vagues.

Fig. 58.

A la limite, lorsque r devient égal à R, c'est-à-dire quand M est pris sur le cercle de roulement, la courbe présente des points de rebroussement comme on le voit dans la figure 59. Enfin si M était pris en dehors du cercle la courbe présenterait des boucles (fig. 60). Dans ces conditions, la molécule M parcourant l'arc f rencontre-

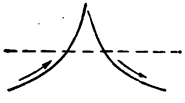


Fig. 59.

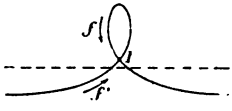


Fig. 60.

rait en passant au point I la molécule qui arriverait alors en I en parcourant l'arc f' et la crête de la lame déferlerait.

62. Limite de hauteur de la houle. — La limite de hauteur d'une houle non déferlante est donc :

$$\text{H maximum} = 2\ \text{R}$$

Mais d'après l'égalité (1), $2\text{R} = \frac{\text{L}}{\pi}$; donc :

$$\text{H maximum} = \frac{\text{L}}{\pi} = \frac{\text{L}}{3{,}1416} = 0{,}32\ \text{L environ.} \quad (2)$$

Cette valeur maxima est généralement très loin d'être atteinte, dans les houles de haute mer. On dépasse rarement $\frac{\text{H}}{\text{L}} = 0{,}16$; la valeur moyenne habituelle est com-

prise entre 0,05 et 0,10 et, pour les houles très longues, ce rapport descend à 0,02.

63. Relation entre la longueur de la houle, sa période et sa vitesse de propagation. — La relation la plus intéressante qui se déduise de l'étude de la houle est celle qui existe entre sa longueur et sa période. On peut l'établir de la façon suivante :

Considérons le point M de la roue que nous avons envisagé tout à l'heure. Au moment où ce point passe par un sommet de lame, c'est-à-dire en M_1, il est animé

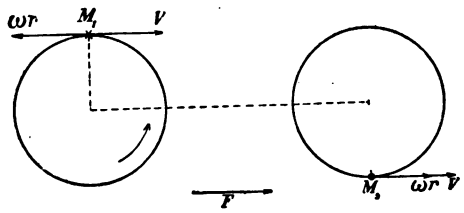


Fig. 61.

de deux vitesses, savoir la vitesse d'entraînement V dans le sens de la flèche F et la vitesse circonférentielle ωr dirigés en sens inverse.

La résultante de ces deux vitesses est :

$$V_1 = V - \omega r$$

De même au moment où le point passe dans un creux, c'est-à-dire en M_2, il est animé de deux vitesses V et ωr, mais dans le même sens, en sorte que sa vitesse résultante est :

$$V_2 = V + \omega r$$

Or, en vertu du principe de mécanique appelé *principe des forces vives* (dont nous avons déjà fait l'application à propos de la théorie du roulis), le demi-accroissement de la force vive du point M en passant de

M_1 à M_2 doit être égal à la somme des travaux de forces qui ont agi sur ce point pendant cet intervalle.

En appelant m la masse de M et p son poids ($p=mg$, g étant l'accélération due à la pesanteur, c'est-à-dire 9,81), on a :

$$\text{Demi-accroissement de force vive} = \frac{1}{2} m \left(V_2^2 - V_1^2\right)$$

$$\text{id.} \qquad = \frac{1}{2} m \left[(V+\omega r)^2 - (V-\omega r)^2\right]$$

$$= m \times 2\,\omega\,V\,r$$

D'autre part, une fois que la houle est régulièrement établie, c'est-à-dire après que le vent est tombé, la seule force qui entre en jeu (l'eau étant supposée sans viscosité), c'est la pesanteur. Or le travail de la pesanteur sur un point matériel de poids p qui tombe d'une hauteur égale à $2r$, est

$$T = p \times 2r$$

ou, en remplaçant p par sa valeur mg :

$$T = mg \times 2r$$

En égalant ce travail à l'augmentation de la demi-force vive écrite précédemment, on obtient :

$$mg \times 2r = m \times 2\omega\,Vr$$

d'où, en supprimant le facteur $m \times 2r$, commun aux deux membres de l'équation :

$$g = \omega\,V \qquad (3)$$

Ceci posé, la période T comprise entre les passages de deux crêtes successives au même point est égale au temps employé par la roue d'entraînement pour faire un tour complet, c'est-à-dire

$$T = \frac{2\pi}{\omega}$$

ou, en remplaçant ω par sa valeur tirée de l'équation (3) :

$$T = \frac{2\pi}{g} V$$

D'autre part, on a : $V = \frac{L}{T}$, d'où, en substituant :

$$T^2 = \frac{2\pi}{g} L$$

ou

$$T = \sqrt{\frac{2\pi L}{g}} = \sqrt{\frac{6{,}2832\ L}{9{,}81}} = 0{,}80 \sqrt{L} \qquad (4)$$

Par exemple, pour une houle ayant 400^m de longueur de crête en crête ($L = 400^m$), l'équation (4) donne comme période totale :

$$T = 16''$$

On déduirait de là la vitesse de translation de la houle :

$$V = \frac{L}{T} = \frac{L}{0{,}80 \sqrt{L}} = 1{,}25 \sqrt{L} \qquad (5)$$

Pour la houle ci-dessus, la vitesse de translation serait donc $V = 25^m$.

Un très grand nombre d'observations ont vérifié ces formules aussi rigoureusement qu'il est possible, étant données les difficultés que l'on rencontre quand on cherche à mesurer avec précision la longueur des lames. On peut donc considérer comme pratiquement exacts les chiffres suivants, que nous donnons à titre de renseignement :

Longueur de crête en crête L.	10^m	25^m	50^m	75^m	100^m	150^m	200^m	250^m
Période totale T.....	2^s 5	4^s 0	5^s 6	6^s 9	8^s 0	9^s8	11^s3	12^s5
Vitesse de translation V.....	3^m 95	6^m25	8^m84	10^m 82	12^m 50	15^m 30	17^m 68	19^m 75

Longueur de crête en crête L.	300^m	350^m	400^m	500^m	600^m	700^m	800^m	900^m
Période totale T.....	13^s 8	15^s	16^s0	17^s9	19^s6	21^s2	22^s6	24^s0
Vitesse de translation V.....	21^m 64	23^m 48	25^m 00	28^m 0	30^m 60	33^m 20	35^m36	37^m50

64. Longueurs et hauteurs ordinaires de la houle. — La théorie n'enseigne rien sur la longueur et la hauteur ordinaire des vagues; l'observation seule peut donc renseigner sur ce point. La valeur de ces éléments dépend de l'intensité du vent qui a provoqué la formation de la houle et l'expérience indique que la longueur L est d'autant plus grande que le vent qui lui a donné naissance a été plus fort et a agi pendant plus longtemps.

Les plus grandes longueurs observées ne dépassent pas 800 à 900^m, ce qui correspond à une durée maxima de 24^s; ces longueurs extrêmes sont d'ailleurs tout à fait exceptionnelles et on ne rencontre que rarement des vagues ayant plus de 500^m de longueur ou 18^s de durée.

Les plus grandes hauteurs observées par les navigateurs dignes de foi sont de 14 à 15^m. Celles de plus de 8^m sont peu fréquentes et celles de plus de 12^m si rares que beaucoup de marins n'en ont jamais rencontré.

Dans la Manche, la hauteur des vagues ne dépasse pas 6 mètres.

« La connaissance des dimensions habituelles et de la durée moyenne des vagues, dit avec raison M. Bertin, directeur des Constructions navales, présente plus d'intérêt encore au point de vue de la navigation que celle des dimensions maxima. La durée moyenne des vagues constitue sur une mer donnée (1) la durée de roulis la plus défavorable que puissent avoir les navires destinés à naviguer sur cette mer... » Il est donc utile aux constructeurs, armateurs et capitaines de connaître la durée moyenne des vagues dans diverses régions. Voici quelques chiffres résultant d'observations du lieutenant de vaisseau Pâris; nous mettons, en regard des durées, les

(1) Ainsi que nous le montrerons dans le chapitre suivant.

longueurs correspondantes et les hauteurs moyennes :

INDICATION DES RÉGIONS.	Durée moyenne T.	Longueur théorique correspondant L.	Longueurs moyennes constatées.	Hauteurs moyennes de creux en crête (1).
		m.	m.	m.
Alisés de l'Atlantique.....	5.8	52	65	1.9
Atlantique sud (régions des vents d'Ouest).....	9.5	141	133	4.3
Mer des Indes sud (région des vents d'Est.....	7.6	90	114	5.3
Alisés de la mer des Indes..... ...	7.6	90	96	2.8
Mers de la Chine et du Japon.....	6.9	74	79	3.2
Pacifique Ouest.....	8.2	105	102	3.1

Il va sans dire que ces chiffres ne sont que des moyennes approximatives.

D'après des observations faites par l'amiral Coupvent Desbois sur l'*Astrolabe,* au point de vue de la répartition géographique des vagues à la surface des océans, leur hauteur serait à peu près indépendante de la latitude et varierait au contraire avec la longitude : ainsi la hauteur serait, dans le Pacifique, plus grande à l'Est qu'à l'Ouest, et dans l'Atlantique plus grande à l'Ouest qu'à l'Est, de sorte que l'Amérique serait sur les deux rivages, le continent exposé aux plus grosses mers; dans la mer des Indes, la partie centrale serait la plus agitée. La moyenne générale des hauteurs des vagues relevées loin des côtes serait de 2 mètres.

65. Inclinaison maxima de la houle. — Un élément important à connaître dans la houle, c'est sa *pente,* c'est-à-dire l'inclinaison de la tangente aux divers points de son profil. Or, si on considère celui-ci comme engendré par un point pris sur un des rayons d'une roue R roulant sur une droite XX, il est facile d'évaluer la pente. On démontre en effet (2) que lorsque le point qui décrit la courbe

(1) D'après M. Thoulet, professeur à la Faculté de Nancy.

(2) Voir la note supplémentaire F.

est venu en M (fig.62), par exemple, on obtient la tangente TT à sa trajectoire en joignant le point M au point de contact I de la roue avec XX et en menant TT perpendiculaire à IM. On voit que l'angle que fait la tangente à la houle avec l'horizon est égal à l'angle OIM. La plus grande valeur qu'il puisse prendre est obtenue en menant la droite IP tangente au cercle qui a pour rayon OM. Appelons α l'angle OIP. On a, dans le triangle OIP :

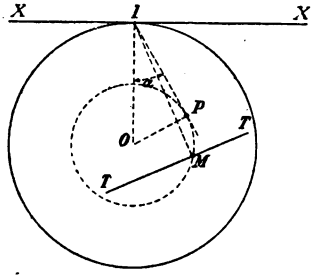


Fig. 62.

$$sin.\ \alpha = \frac{OP}{OI}$$

Mais OP est égal à la moitié de la hauteur de la houle ou $\frac{H}{2}$. D'autre part OI est le rayon du cercle générateur de la houle lequel est égal ainsi que nous l'avons déjà vu, à $\frac{L}{2\pi}$ ou $\frac{L}{6,2832}$. On a donc :

$$sin.\ \alpha = \frac{H \times 6,2832}{2\ L} = \frac{3,1416\ H}{L}$$

Or, nous savons que, dans la pratique, $\frac{H}{L}$ ne dépasse jamais 0,16 et est généralement compris entre 0,05 et 0,10. Cela correspond, comme valeur maxima de α à : $sin.\ \alpha = 3,1416 \times 0,16 = 0,50$ environ, c'est-à-dire $\alpha = 30°$ au plus et comme valeurs habituelles :
Sin. $\alpha =$ entre $3,1416 \times 0,05$ et $3,1416 \times 0,10$, c'est-à-dire *sin.* $\alpha =$ entre 0,15 et 0,30 environ ou $\alpha =$ entre 9° et 17°.

Pour les houles très longues où $\frac{H}{L} = 0{,}02$ au plus, on a : *sin.* $\alpha = 0{,}06$ environ, $\alpha = 3^\circ$ au plus.

Ces valeurs de l'inclinaison maxima correspondent à un point de la vague compris à peu près à mi-distance entre le creux et le sommet : de part et d'autre de ce point la pente de la vague diminue, et devient nulle dans les fonds et sur les crêtes.

66. Agitation de la mer en dessous de la surface. — Jusqu'à présent, nous ne nous sommes occupés que de la forme de la houle à la surface de la mer; mais il est bien évident que l'agitation de l'eau ne peut pas être limitée à cette couche superficielle et qu'elle doit se propager de proche en proche jusqu'à une certaine profondeur. L'expérience montre qu'en effet les molécules d'eau qui, par mer calme, se trouvaient situées dans un même plan horizontal à une certaine

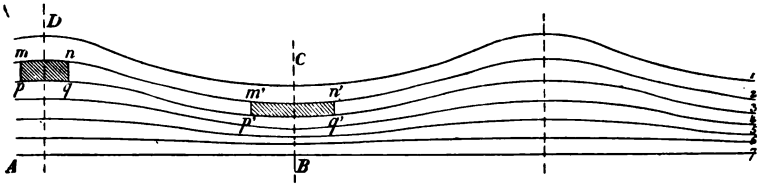


Fig. 63.

distance du niveau, décrivent dans la houle, de même que celles de la surface, des orbites qu'on peut considérer comme circulaires et forment à chaque instant un profil d'onde analogue au profil de la surface. Tous ces profils ont, au même instant, leurs sommets et leurs creux sur les mêmes verticales. Mais à mesure qu'on pénètre plus profondément, les orbites circulaires des molécules ont un diamètre de plus en plus petit; c'est-à-dire que les profils vont en diminuant de hau-

teur comme le montre le croquis ci-dessus, jusqu'à une certaine profondeur où l'agitation cesse de se faire sentir et où les couches liquides primitivement horizontales restent horizontales.

Théoriquement, ce serait seulement à une profondeur infinie que le mouvement ondulatoire de l'eau s'annulerait; mais la hauteur des profils diminue si rapidement qu'en pratique, l'agitation cesse d'être sensible à des profondeurs très limitées, qui varient d'ailleurs suivant la hauteur de la houle, une grosse houle se faisant bien entendu sentir plus profondément qu'une petite. Des considérations théoriques amènent à conclure que, même sans tenir compte de la viscosité du liquide, la hauteur du profil pris à une profondeur au-dessous du niveau de la mer tranquille égale à la longueur de la houle, est plus petit que les $\frac{2}{1000^e}$ de la hauteur de la vague à la surface; ainsi une vague de 5 m. de hauteur et 80 m. de longueur ne donnerait plus lieu, à une profondeur de 80 m., qu'à une ondulation de moins de 1 cent. de hauteur. Dans la pratique, la viscosité du liquide a pour effet d'éteindre le mouvement beaucoup plus rapidement encore : il est d'ailleurs à peu près impossible de donner des chiffres d'observation rigoureux, vu la difficulté de savoir exactement ce qui se passe à une grande profondeur. On a seulement des indications, fournies par l'observation de l'action de la houle sur le fond de la mer. Or, dans les plus gros temps, les enrochements cessent d'être remués à 7 ou 8 m. au-dessous du creux des lames, à Cherbourg, et à 10 ou 12 m. à Alger.

Sur les côtes d'Algérie, les plus grosses lames cessent de soulever les sables purs à 15 m., les sables vaseux à 30 m., les vases pures à 150 m. D'après d'autres observations, pendant les tempêtes, les vagues peuvent

soulever les sables fins jusqu'à 40 m. de profondeur dans la Manche, 50 m. dans la Méditerranée, 200 m. dans l'Océan. Ces profondeurs sont, on le voit, assez limitées, et dans tous les cas très inférieures aux grandes profondeurs de la mer, en sorte qu'on peut dire que la houle n'agite d'une façon sensible qu'une partie très limitée de la masse des eaux de l'Océan.

67. Déformation d'une masse liquide prise dans l'intérieur de la houle. — Reprenons la figure précédente et soit AB le niveau horizontal où l'agitation cesse d'être sensible. La figure montre bien clairement que les profils successifs sont plus rapprochés les uns des autres dans le creux des lames que vers les sommets : les six profils tracés sur la figure sont en effet répartis sur la hauteur DA, près du sommet, et sur la hauteur CB ($<$ DA) dans le creux de la lame.

Il suit de là que si, au voisinage d'un sommet, on considère une certaine masse liquide telle que $m\ n\ p\ q$ comprise entre deux profils successifs, quand cette masse se trouvera dans un creux, elle aura pris une forme $m'n'p'q'$, telle que l'aire $m'n'p'q'$ soit égale à l'aire $m\,n\,p\,q$; car l'eau est incompressible : elle peut bien changer de forme, mais non de volume sous l'action de la houle. Or, $m'p'$ étant plus petit que mp, il s'ensuit que $m'n'$ est plus grand que mn. On voit donc qu'en passant du sommet au fond des lames, une masse liquide tend à s'aplatir dans le sens vertical en s'allongeant dans le sens horizontal; l'inverse a lieu en passant d'un creux à un sommet, en sorte que la masse liquide subit ainsi, au passage des diverses vagues qui se succèdent, des dilatations et des contractions alternatives.

Nous avons vu que les divers points qui primitivement, quand le liquide était au repos, se trouvaient sur une même horizontale, forment dans la houle des lignes

trochoïdales. Envisageons de même les divers points qui, à un moment donné, se trouvaient sur une même verticale. Traçons les orbites de tous ces points : ce sont (fig. 64) des cercles ayant leurs centres $0_0 0_1 0_2 0_3$... sur la même verticale et dont les rayons vont en décroissant à mesure qu'on s'enfonce. Marquons les points sur leurs orbites, en $M_0 M_1 M_2 M_3$..., au moment par exemple où un sommet de la houle passe sur la verticale $O_0 M_0$. Au bout d'un certain temps, toutes les molécules se seront déplacées d'un même angle sur leurs orbites : l'expérience a révélé en effet qu'elles passent toutes simultanément par des sommets et par des creux, c'est-à-dire qu'elles décrivent toutes leurs orbites dans le même temps et par conséquent avec les mêmes vitesses angulaires. Elles seront donc venues en des points M'_0 M'_1 M'_2 M'_3... tels que les droites O_0 M'_0, O_1 M_1' O_2 M'_2..., soient parallèles. En traçant la courbe passant par les points $M_0' M_1' M_2'$..., on aura ce qu'est devenue la verticale primitive.

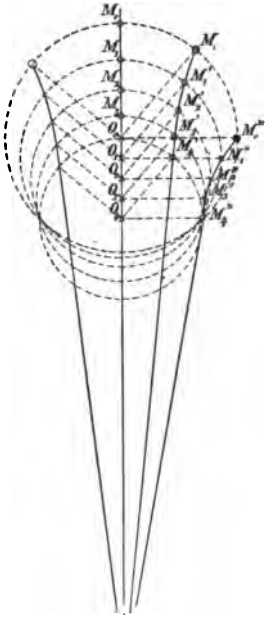


Fig. 64.

Quand tous les points auront fait un quart de tour, la verticale se sera inclinée davantage et sera devenue $M_0'' M_1'' M_2''$..... Elle continuera encore à s'incliner un peu, puis elle se redressera. Après un demi-tour, elle redeviendra droite et verticale, puis elle passera de l'autre côté de sa position primitive.

Ces courbes diverses représentent les formes et po-

sitions successives que prendrait un fil parfaitement flexible attaché à son extrémité supérieure à un tout petit flotteur et lesté à sa partie inférieure. Une *gaffe* flottant verticalement, le fer en bas, prendrait un mouvement d'oscillation analogue; mais comme son manche est rigide, elle se placerait à chaque instant dans une direction se rapprochant des verticales déformées successives, sans pouvoir se confondre avec elles.

68. Remarque sur la possibilité de la théorie précédente. — Toutes les considérations que nous venons d'exposer au sujet de la houle sont, pour ainsi dire, uniquement géométriques : elles rendent bien compte des phénomènes tels qu'ils se présentent, dans leur aspect général. Mais il se pourrait que le mouvement des molécules tel que nous l'avons défini ne fût pas possible au point de vue mécanique et qu'il fût par exemple en contradiction avec les propriétés physiques des liquides. On démontre qu'il n'en est rien, que ce mouvement est parfaitement réalisable et qu'il est en particulier compatible avec la propriété que possèdent les liquides d'être incompressibles. Nous ne saurions entrer dans ces développements tout théoriques.

69. Altérations que fait subir à la houle le voisinage des côtes. — Nous ajouterons seulement quelques mots au sujet de l'influence du voisinage des côtes sur la forme de la houle. Tant que la profondeur de la mer reste très grande, le mouvement orbitaire des molécules qui produit la houle se *transmet régulièrement de proche en proche* dans les conditions que nous avons indiquées. Mais si la houle vient à rencontrer un fond dont la hauteur va en s'élevant progressivement, il arrive alors que le mouvement qui était transmis par les molécules situées à une grande profondeur aux molécules voisines situées dans le même plan horizontal, ne peut plus se propager de la même manière, puisqu'il n'y a plus de

molécules liquides à cette profondeur. Il se propage alors, en remontant, aux molécules situées plus près de la surface et ajoute son effet à celui du mouvement qui leur était déjà transmis par les molécules situées plus haut. Le mouvement des molécules liquides augmente donc d'amplitude, mais dans le sens de la hauteur seulement (car il est gêné dans le sens de la propagation horizontale par la présence du fond) et on voit la houle, en même temps qu'elle se raccourcit, s'élever progressivement et devenir de plus en plus escarpée, jusqu'à ce qu'elle déferle (fig. 65); en outre, elle cesse

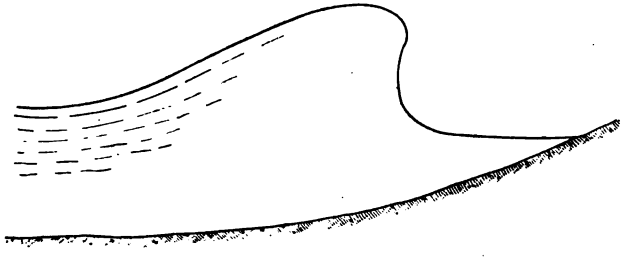


Fig. 65.

d'être symétrique par rapport à la verticale passant par le sommet et tend à se déverser du côté de la terre.

Ces effets de déformation sont très marqués : la hauteur des vagues croît à tel point par défaut de profondeur, qu'une houle assez douce au large, devient, sur un banc ou près d'une plage, une gêne sérieuse et quelquefois même un danger grave pour les navires. On ne sait rien de précis sur la relation qui existe entre la profondeur du fond, la hauteur des vagues et l'augmentation de cette hauteur due au défaut de profondeur. La nature du fond paraît jouer un rôle; la mer devient moins dure sur un fond de vase molle que sur un banc de sable ou de roche. D'après le lieutenant de vaiseau Pâris, de

très grosses houles déferlent par des fonds de 40 mètres et même plus et, dans les mers profondes, il faudrait être à une vingtaine de lieues au moins de la côte pour qu'on puisse se considérer comme en dehors de son influence.

70. Clapotis. Si une houle vient rencontrer, non plus une côte en pente douce, mais une élévation brusque du fond, par exemple le talus d'un quai, de nouveaux phénomènes se produisent : l'onde formant la houle se réfléchit contre le quai, et l'onde réfléchie revenant en arrière, rencontre l'onde directe. Il en résulte un mouvement complexe, appelé *clapotis*, dont la loi dépend de la direction des deux ondes l'une par rapport à l'autre, de leur vitesse, de leur hauteur, etc. Dans le cas simple où on suppose que l'onde directe et l'onde réfléchie sont parallèles, de même amplitude et de même vitesse, mais en sens inverse, on obtient

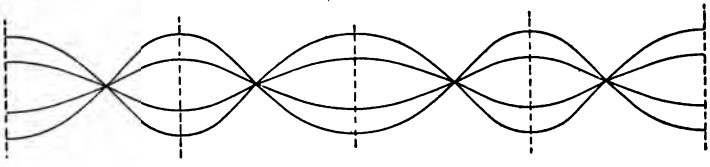


Fig. 66.

le clapotis simple qui est un mouvement d'oscillation dans le sens vertical, sans translation horizontale apparente : le profil de la mer prend successivement toutes les formes que représente la figure 66 en se déformant ainsi sur place.

Si la houle réfléchie et la houle directe n'ont pas même vitesse, alors il se forme un clapotis, et il reste en même temps une certaine vitesse de translation. Les faits se compliquent davantage encore si les deux ondes n'ont pas même direction.

Des phénomènes analogues peuvent se produire au large quand deux houles, provoquées par l'action du vent sur des régions différentes de la surface de l'Océan, viennent à se rencontrer dans leur mouvement de propagation.

CHAPITRE VII.

Roulis et tangage sur houle.

71. Rappel des principes de la mécanique relatifs aux forces d'inertie. — Pour comprendre ce qui va suivre, il est nécessaire d'avoir présents à l'esprit les principes fondamentaux de la mécanique relatifs à ce qu'on nomme *inertie de la matière* et *forces d'inertie*.

La matière est *inerte,* c'est-à-dire qu'un corps en repos ne peut pas de lui-même se mettre en mouvement et qu'un corps qui se meut ne peut rien changer, de lui-même, au mouvement qu'il a reçu. Il suit de là que lorsqu'on a donné à un corps infiniment petit ou *point matériel* une certaine vitesse v dans une direction déterminée, si aucune force ne vient agir sur ce point, il continue indéfiniment à se déplacer *dans la même direction et avec la même vitesse*. Inversement si on constate, en observant le mouvement d'un point, soit qu'il ne se déplace pas en ligne droite, soit qu'il ne se déplace pas uniformément, on est assuré que quelque force a agi sur ce point pour changer sa vitesse ou pour le faire dévier de la ligne droite.

I. Par exemple, soit (fig. 67) un point qui se déplace en

ligne droite et qui, au moment où il passe en M, a une vitesse v. S'il conservait cette vitesse, au bout d'un certain temps il serait parvenu en N ; au lieu de cela, on constate qu'il est parvenu en P seulement : on est donc certain qu'une force retardatrice a agi sur lui dans le sens de la flèche f; il aura fallu par exemple le repousser avec la main dans le sens de cette flèche en développant un certain effort. Mais l'action étant toujours égale et directement opposée à la réaction, le point aura réagi sur la main avec un

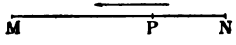


Fig. 67.

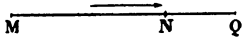


Fig. 68.

effort égal à celui qu'on a dû développer sur lui et dirigé en sens inverse de la flèche : cette réaction est ce qu'on appelle la *force d'inertie tangentielle* du point en mouvement; on la nomme force d'inertie, parce que c'est en effet la résistance que le point matériel oppose, en vertu de l'inertie de la matière, à la cause qui tend à modifier sa vitesse; et on la qualifie de *tangentielle* parce qu'elle est dirigée suivant la trajectoire du point (ou suivant la tangente à cette trajectoire si le point décrit une courbe). Quant au sens de cette force, nous voyons que *si la vitesse du point est retardée, la force d'inertie tangentielle est dirigée dans le sens même du mouvement.*

Inversement, si le point au lieu d'être parvenu de M en N d'un mouvement uniforme, est parvenu en P (fig. 68), il aura fallu qu'une force accélératrice agisse sur lui dans le sens de la flèche et par conséquent le point aura réagi en vertu d'une force d'inertie dirigée en sens inverse de cette flèche : donc *quand la vitesse du point est accélérée, la force d'inertie tangentielle est dirigée en sens inverse du mouvement.*

II. Considérons maintenant (fig. 69) un point qui se déplace uniformément, mais suivant une courbe et non suivant une droite. Si aucune force n'était venue agir sur lui, le point, animé en M d'une vitesse dirigée suivant la tangente à la courbe, aurait continué son mouvement sur cette tangente et serait, au bout d'un certain temps, parvenu quelque part en N. Au lieu de cela on constate qu'il est parvenu en P sur la courbe. Il a donc fallu qu'une force agît sur lui pour le dévier dans la direction NP, c'est-à-dire vers l'intérieur de la courbe; et inversement, le point, tendant toujours à s'échapper suivant la droite MN, aura développé une réaction dirigée de l'intérieur vers l'extérieur de la courbe; cette réaction est ce qu'on appelle la *force centrifuge* du point en mouvement.

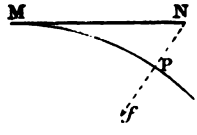


Fig. 69.

De nombreux faits mettent en évidence l'existence des deux forces dont nous venons de parler.

1° *Force tangentielle*. Quand une voiture est lancée d'un mouvement uniforme, si le sol sur lequel elle roule est parfaitement uni, le cheval qui la traîne n'a pour ainsi dire aucun effort à développer pour continuer le mouvement (il n'en aurait même rigoureusement aucun s'il n'y avait pas de frottement des roues sur le sol, des essieux sur leurs axes, etc.). Mais si on veut augmenter la vitesse, alors la force d'inertie de la voiture intervient et agit en sens inverse du mouvement puisque celui-ci est accéléré : les traits se tendent. Inversement si on veut ralentir le mouvement en retenant le cheval, la voiture, qui tend à conserver sa vitesse, vient, en vertu de sa force d'inertie, pousser le cheval par derrière dans le sens du mouvement.

C'est par l'action de la force d'inertie tangentielle que lorsqu'on est en wagon, on se trouve projeté en avant

quand le train s'arrête et au contraire rejeté en arrière quand il part un peu brusquement.

2° *Force centrifuge.* Un corps pesant attaché au bout d'une ficelle et qu'on fait tourner rapidement tend cette ficelle en vertu de la force centrifuge et si la vitesse de rotation est grande, cette force peut devenir suffisante pour rompre la corde.

Un train qui décrit une courbe tend à dérailler en dehors de cette courbe, et c'est pour éviter cet effet qu'on donne à la voie une certaine pente vers l'intérieur de la courbe ; l'effet est d'autant plus accusé que la vitesse du train est plus grande et le rayon de la courbe plus petit. On démontre en effet (voir la note G) que, pour un point qui décrit un cercle, la force centrifuge est *proportionnelle à la masse du point et au carré de sa vitesse et inversement proportionnelle au rayon du cercle.*

On pourrait citer, et on trouvera mentionnés dans tous les cours de Mécanique, une foule d'autres exemples où interviennent les forces d'inertie.

72. Direction et intensité de la poussée dans la houle. — Ces préliminaires posés, considérons ce qui se passe dans la houle.

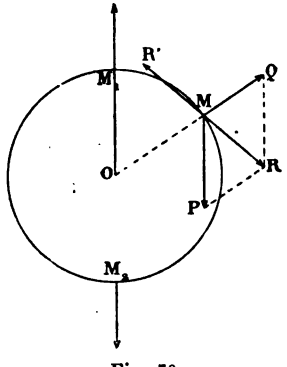


Fig. 70.

Chaque molécule liquide telle que M (fig. 70), animée d'un mouvement uniforme qui lui fait décrire un cercle, est soumise à chaque instant à son poids, dirigé suivant la verticale réelle MP et à la force centrifuge. Au moment où elle passe au point le plus haut de son orbite M_1, c'est-à-dire au moment où elle se trouve sur un sommet de vague, la force centrifuge est dirigée de bas en haut, c'est-

à-dire en sens contraire de la pesanteur : le *poids apparent* de la molécule se trouve donc réduit ; c'est comme si le liquide, aux environs du sommet de la lame, avait diminué de densité. Inversement, quand la molécule passe au point le plus bas de son orbite, c'est-à-dire dans un creux de lame, la force centrifuge agit de haut en bas, c'est-à-dire dans le même sens que la pesanteur et le *poids apparent* de la molécule est augmenté, comme si, dans le fond de la lame, la densité du liquide se trouvait plus grande. Aux points M_1 et M_2 la force centrifuge est d'ailleurs verticale, en sorte que le poids apparent reste dirigé suivant la verticale réelle. Mais dans l'intervalle de ces deux points, par exemple lorsque la molécule est en M, la force centrifuge est représentée par MQ (dirigée suivant le rayon de l'orbite), tandis que le poids est représenté par MP (dirigé verticalement) ; la résultante de ces deux forces, qui représente encore ce qu'on appelle le *poids apparent* de la molécule, est MR, diagonale du parallélogramme dont PM et MQ sont les côtés. On voit que ce poids apparent prend alors une direction oblique ; le liquide au voisinage du point M se trouve dans les mêmes conditions que si la direction de la verticale était MR et l'intensité de la pesanteur représentée par cette longueur.

Il suit de là que la poussée subie par la molécule M de la part du liquide environnant est égale et directement opposée à MR, c'est-à-dire représentée par MR′. Elle change de direction d'un endroit à l'autre de la houle : on démontre (voir la note H) qu'à la surface de liquide, M R′ est perpendiculaire en chaque point au profil de la houle et que, en un point quelconque pris à une certaine profondeur, elle est de même perpendiculaire au profil passant par ce point. En outre, on voit que la poussée varie d'intensité dans les diverses régions de la masse liquide : elle est minima aux sommets et maxima dans les creux.

73. Moment de redressement du navire par rapport à la normale à la houle. — Envisageons maintenant un navire qui, à un instant donné, se trouve sur le flanc d'une lame dans une position analogue à celle que représente la figure 71, c'est-à-dire telle que son plan diamétral fasse un angle i avec la normale à la houle au point considéré. Ce navire, subissant sur la partie immergée de sa carène, une poussée normale à la surface de la houle, se trouve alors dans les mêmes conditions que s'il était placé sur une eau calme avec une inclination i par rapport à la verticale; c'est-à-dire que la poussée de l'eau, combinée avec l'action de la pesanteur, tend à le ramener perpendiculairement à la lame, et le moment de ce couple de redressement est P $(r—a)$ *sin. i*. En réalité, ceci n'est qu'approximatif; si le navire, en effet, a des dimensions un peu grandes par rapport à la lame (fig. 72), le niveau du liquide ne peut plus être considéré comme un plan ; en outre, à mesure qu'on s'enfonce, les différentes courbes de profil auxquelles la poussée est perpendiculaire sont de moins en moins inclinées, en sorte qu'aux différents points de sa carène, le navire subit des poussées qui ne sont plus parallèles entre elles, mais dirigées suivant les flèches $f_1 f_2 f_3$... Enfin la poussée par unité de volume n'est pas constante ;

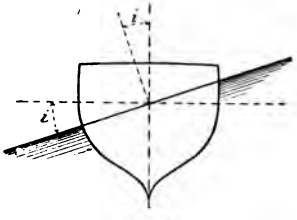


Fig. 71

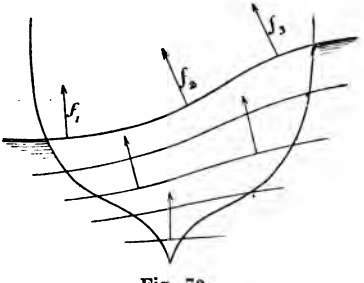


Fig. 72.

quand le navire se trouve au voisinage d'une crête, cette poussée diminue ; elle augmente au contraire quand il est dans un creux. Il résulte de là que dans les crêtes, le navire tend à s'immerger davantage, puisqu'il est sur une eau moins dense, tandis qu'il tend à émerger quand il est dans les creux. Mais comme en vertu de l'inertie due à sa grande masse, il ne peut pas prendre instantanément ces immersions et ces émersions successives, il s'ensuit qu'en réalité son volume immergé reste à peu près constant, et dès lors, la poussée qu'il subit sur la totalité de sa carène est plus petite aux sommets que dans le fond des vagues; par suite sa stabilité, qui est proportionnelle à cette poussée, diminue sur les crêtes et augmente dans les creux.

Ces effets sont, comme on le voit, très complexes ; mais nous admettrons approximativement que le moment de redressement par rapport à la perpendiculaire à la houle est $P\,(r-a)\,\sin.\,i$. Il résulte de là que si la surface de la lame se trouvait immobilisée dans une certaine position, le navire oscillerait de part et d'autre de la normale à la houle exactement comme il oscille en eau calme de part et d'autre de la verticale réelle. La durée d'une oscillation serait donnée par la formule que nous avons établie au chapitre V :

$$T = \pi \sqrt{\frac{I}{P\,(r-a)}}$$

elle serait donc d'autant plus grande que $(r-a)$ serait plus petit, c'est-à-dire le navire moins stable.

74. Roulis relatif et roulis absolu. — La surface de l'eau n'est pas immobile : elle varie à chaque instant par suite de la translation de la lame. (*Nota.* Pour simplifier, nous supposerons que la translation de la houle est perpendiculaire à la longueur du navire, ou, en d'autres termes, que celui-ci reçoit la lame exacte-

ment par le travers.) Dans ces conditions le navire prend un mouvement complexe provenant à la fois de la houle et de son oscillation propre par rapport à celle-ci. On est ainsi amené à distinguer le *roulis relatif* et le *roulis absolu*. Le roulis *relatif* est l'oscillation du navire par rapport à la normale à la surface de la houle : il est nul si le navire reste toujours perpendiculaire à celle-ci. Le roulis *absolu* est l'oscillation du navire par rapport à la verticale réelle : il est nul si le navire reste droit. Dans le cas où le roulis relatif est nul, le navire suit l'oscillation de la houle, c'est-à-dire que son roulis absolu est égal au *roulis de lame;* inversement, si le roulis absolu est nul, c'est le roulis relatif qui est égal, mais de sens contraire au roulis de lame.

« Il faut admettre comme un fait d'observation que, dans le roulis relatif, la durée des oscillations d'une grande étendue est constante, indépendante de la durée des vagues et égale à la durée des oscillations en eau calme. Il en résulte que chaque roulis relatif est analogue à une oscillation en eau calme; et la manière dont les oscillations se succèdent est seule différente, selon que l'eau est ou n'est pas agitée par la houle... Les inconvénients du roulis sont attachés, les uns au roulis absolu, les autres au roulis relatif. La fatigue de la coque et des liaisons, due aux forces d'inertie, dépend seulement du roulis absolu. La dénivellation le long du bord, et par suite le danger de recevoir des coups de mer, ainsi que la valeur atteinte par le moment du couple de redressement et par suite la vivacité des rappels d'une part... et le danger de chavirer d'autre part... dépendent surtout du roulis relatif (1). »

75. Influence de la durée de l'oscillation en

(1) Extrait des « *Données expérimentales sur les vagues et le roulis*, par L. E. Bertin, ingénieur (aujourd'hui directeur) des Constructions navales.

eau calme, au point de vue du roulis sur houle. — Le cas du roulis relatif nul et le cas du roulis absolu nul peuvent l'un et l'autre se rencontrer dans les circonstances suivantes :

1° Lorsque le couple de redressement du navire est théoriquement infiniment grand (ou pratiquement très grand), dès que le navire tend à s'écarter de la normale à la houle, il est immédiatement ramené dans la direction de cette normale, et ne peut s'en éloigner : son roulis relatif est donc nul. Ce cas correspond à des rappels très brusques et à une grande fatigue du navire et de ses liaisons dans le cas où il se trouve sur une houle courte et escarpée.

2° Supposons au contraire un navire ayant une stabilité très faible, presque nulle, et supposons-le, par exemple, vertical au moment où il se trouve dans un creux de la houle. Un instant après, il est sur la pente de la lame en un point où la normale à celle-ci fait un angle i avec la verticale primitive (fig. 73). Mais le moment de

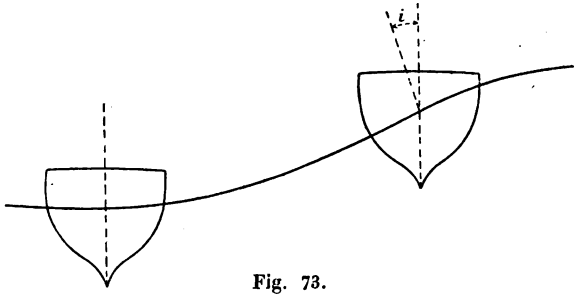


Fig. 73.

stabilité étant presque nul, aucune force n'a agi pour faire décrire au navire cet angle i et le ranger suivant la nouvelle direction de la normale à la houle ; il a donc gardé à très peu près sa position primitive, c'est-à-dire que son roulis absolu est nul ou presque nul.

Ainsi, en résumé *un navire dont la stabilité est infini-*

ment grande n'a pas de roulis relatif et suit exactement le mouvement de la houle; au contraire, *un navire dont la stabilité est nulle ou presque nulle n'a pas de roulis absolu* et reste vertical.

On peut dire les choses autrement :

Quand la stabilité du navire est infinie, sa période d'oscillation en eau calme est nulle en vertu de l'égalité

$$T = \pi \sqrt{\frac{I}{P(r-a)}};$$

inversement, si P $(r-a)$ est très petit, la période d'oscillation en eau calme est très longue. D'où l'énoncé suivant :

Un navire dont la période d'oscillation en eau calme est extrêmement courte (pour ainsi dire nulle), n'a pas de roulis relatif et ses mâts, par exemple, restent toujours dirigés suivant la normale à la houle. Au contraire, un navire dont la période d'oscillation en eau calme est extrêmement longue n'a pour ainsi dire pas de roulis absolu et ses mâts restent sensiblement dirigés suivant la verticale vraie.

76. Cas des roulis synchrones à la lame. — Dans la réalité, la durée d'oscillation du navire n'est jamais ni infiniment grande, ni infiniment petite par rapport à la période de la houle : ces deux durées sont du même ordre de grandeur, l'une d'elles pouvant être, suivant les cas, soit plus grande, soit plus petite que l'autre. Les circonstances du roulis sur houle sont alors modifiées suivant le rapport de ces durées et l'étude de la question est fort complexe.

Le cas le plus simple et en même temps le plus intéressant (parce que c'est le plus dangereux) est celui où le roulis propre du navire (en eau calme) et la période de la houle sont de même durée ou *synchrones*.

On peut se faire une idée de ce qui se passe alors par le moyen de la comparaison suivante :

Imaginons un pendule simple ou, ce qui revient au même une bille M (fig. 74) pouvant rouler dans une rainure circulaire I J dont le point le plus bas est en A. Supposons d'abord cette rainure fixe. Si on pose la bille en M et si on l'abandonne à elle-même, elle descend le long de la pente de la rainure, arrive en A avec

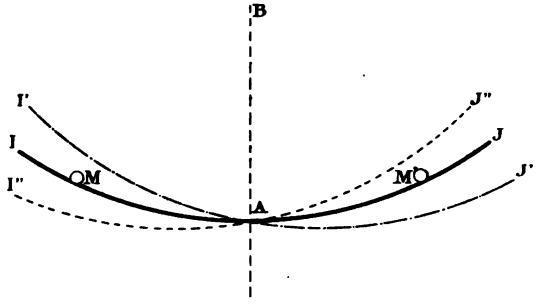


Fig. 74.

une certaine vitesse, continue par conséquent son chemin et remonte jusqu'au point M′ qui, en raison de la symétrie de la rainure par rapport à la verticale AB, serait exactement à la même hauteur que M, si la bille n'éprouvait dans son mouvement aucune résistance. Puis elle revient en arrière de M′ en A et de A en M et ainsi de suite, en oscillant indéfiniment entre M et M′. Dans la réalité, à cause du frottement, de la résistance de l'air, etc., l'oscillation va en s'éteignant graduellement; mais nous considérerons pour le moment ces effets retardateurs comme négligeables.

Le mouvement de la bille M, tel que nous venons de le décrire, est celui d'un pendule simple; c'est également à peu près celui d'un point quelconque d'un navire qui oscille en eau calme autour d'un axe longitudinal.

Imaginons maintenant que la rainure I J, au lieu d'être fixe, oscille elle-même autour du point A, entre les deux

positions extrêmes I′ J′ et I″ J″ et que le temps qu'elle met à passer de I′ J′ à I″ J″ et inversement, soit précisément égal au temps que la bille met à aller de M en M′ et inversement. On a alors quelque chose d'analogue à un pendule porté par un autre pendule de même période ou à un navire qui roule sur une houle synchrone.

Il y a divers cas à distinguer suivant la façon dont l'oscillation de la rainure concorde avec le mouvement de la bille.

1er Cas. — *La rainure est dans sa position moyenne au moment où la bille passe elle-même à sa position moyenne A;* ou, ce qui revient au même, la bille et la rainure arrivent ensemble à leurs positions extrêmes. — Dans ce cas, pendant que la bille parcourt la portion M_1A de la rainure (fig. 75), la moitié de gauche de celle-ci

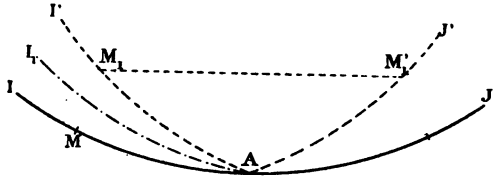


Fig. 75.

oscille depuis la position I′ A jusqu'à la position I A, et la bille arrive en A avec une vitesse égale à celle qu'elle aurait acquise en descendant le long d'une rainure ayant une inclinaison intermédiaire entre I′ A et I A, par exemple I_1A. Elle remonte ensuite le long de la moitié de droite de la rainure qui, pendant ce temps, oscille de la position A J à la position A J′ en prenant une série de positions intermédiaires symétriques de celles que la moitié de gauche a prises pendant la première partie de l'oscillation. La bille remonte donc jusqu'en un point M'_1 symétrique du point M, par rapport à A B, c'est-à-dire

que l'écart A M'_1 qu'elle prend à droite de sa position moyenne est égal à l'écart A M_1 qu'elle avait à gauche au moment du départ. Pendant l'oscillation suivante la bille revient de même de M'_1 en M_1 et ainsi de suite.

Ce cas est celui d'un navire qui oscille sur une houle synchrone et *qui se trouve vertical* au moment où les normales à la houle sont elles-mêmes verticales, c'est-à-dire *au moment où il est sur un sommet ou dans un creux de lame. Dans ces conditions* on voit que *l'amplitude des roulis, abstraction faite des résistances passives qui tendent à l'éteindre, reste indéfiniment constante.*

2e Cas. — *La rainure est dans sa position moyenne IJ au moment où la bille est à une de ses positions extrêmes M.* Alors deux hypothèses se présentent :

1° Si au sommet où la bille part de M_1 (fig. 76), la rai-

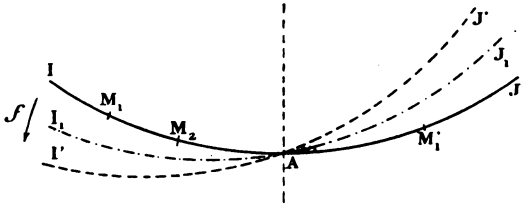


Fig. 76.

nure tourne dans le sens de la flèche *f*, alors pendant le temps que la bille met à descendre de M_1 en A, la courbe inclinée sur laquelle elle roule prend des positions intermédiaires entre IA et I'A et la bille arrive en A avec une vitesse égale à celle qu'elle aurait prise en tombant le long d'une rainure ayant une inclinaison moyenne telle que I_1A. Il faut ensuite qu'elle remonte à droite le long d'une rainure ayant une inclinaison intermédiaire entre AJ' et AJ, c'est-à-dire telle que AJ_1. Cette inclinaison moyenne étant plus grande que celle

suivant laquelle elle est descendue, il s'ensuit que le mouvement se ralentira plus vite; la bille s'écartera moins du point moyen et s'arrêtera par exemple en M'_1, tel que l'on ait $AM'_1 < AM_1$. Dans l'oscillation suivante, le même phénomène de ralentissement se produira et la bille ne reviendra que jusqu'en M_2 tel que $AM_2 < AM'_1$... et ainsi de suite. On voit que, dans ce cas, l'écart de la bille par rapport à sa position moyenne va en diminuant d'un coup de roulis au suivant.

2° Si au contraire, le secteur tourne dans le sens de la flèche f' (fig. 77) au moment où la bille part de M_1, les

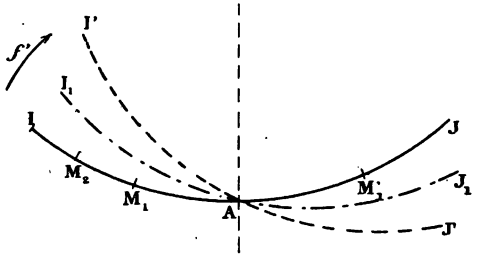


Fig. 77.

choses se passent à peu près comme si elle descendait suivant un arc I_1A, intermédiaire entre IA et I'A, pour remonter suivant un arc AJ_1 intermédiaire entre AJ' et AJ, et par conséquent moins incliné que I_1A. Elle ira donc jusqu'en un point M'_1 tel que M'_1A soit $> M_1A$. Puis, pendant l'oscillation suivante elle reviendra pour la même raison en un point M_2 tel que AM_2 soit $> AM'_1$... et ainsi de suite. On voit que dans ce cas, l'amplitude du roulis va en augmentant progressivement d'un coup au suivant, et cette amplitude croîtrait sans limite s'il n'y avait pas de résistances passives tendant à éteindre le mouvement de la houle.

Ces deux cas correspondent à ce qui se passe pour un navire qui, au moment où il se trouve sur les som-

mets ou dans les creux d'une houle synchrone, est à l'une ou à l'autre des extrémités de son oscillation (fig. 78). On voit qu'il y a un de ces deux cas dans lequel l'angle du roulis irait en croissant sans limite, s'il n'y avait pas de résistances additionnelles, et qui par conséquent

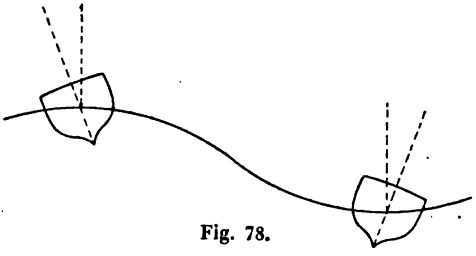


Fig. 78.

amènerait à coup sûr le chavirement. Or, quand le bâtiment naviguera sur une houle synchrone, il serait toujours à craindre, et il arrivera on peut dire certainement, que la concordance entre le roulis et la houle s'établira dans les conditions du troisième cas examiné ci-dessus : on aura alors des roulis croissants pour ainsi dire indéfiniment, et le navire se trouvera par conséquent dans des conditions dangereuses.

77. Amplitude maxima des roulis. Moyens de la réduire. — Dans la pratique, les roulis, même sur houle synchrone, ne croissent pas indéfiniment : ils atteignent seulement une grande valeur, puis, à partir d'une certaine limite, se maintiennent constants. La cause qui limite l'amplitude des roulis est la résistance que l'eau oppose au mouvement oscillatoire de la carène. A mesure que l'amplitude du coup de roulis augmente, la vitesse du navire dans ce mouvement augmente également, car nous savons que la durée de l'oscillation est constante. Or la résistance que l'eau oppose au mouvement d'un corps croît avec la vitesse ; tant que les roulis sont croissants, la résistance va donc en augmen-

tant. Il vient par suite un moment où l'effet de la cause qui tend à faire croître le roulis d'un coup au suivant est équilibré par l'accroissement de la résistance : à partir de ce moment, l'amplitude du roulis cesse d'augmenter.

La valeur maxima que les roulis peuvent atteindre sur houle synchrone est assez controversée. Des roulis absolus de 30° de chaque bord sont énormes et certainement rares. Le cuirassé anglais la *Résolution* a dit avoir atteint 45° de chaque bord, mais il y a peut-être lieu de faire la part de l'exagération, d'autant plus qu'en pareil cas, les évaluations exactes sont fort difficiles : il faut des instruments spéciaux. On ne peut pas, par exemple, mesurer exactement le roulis avec un pendule ordinaire placé à bord, car, comme nous le verrons dans le prochain chapitre, un semblable pendule à moins d'être de proportions spéciales, ne marque ni la verticale réelle, ni la verticale apparente, à cause des forces d'inertie auxquelles il est soumis.

L'amplitude maxima du roulis d'un navire dépend d'ailleurs des formes de sa carène; toute cause tendant à augmenter la résistance qui s'oppose au mouvement oscillatoire tend par là même à réduire le roulis. A ce point de vue, un navire de formes arrondies aura, toutes choses égales d'ailleurs, des roulis plus amples qu'un navire ayant des formes très acculées ou un plan de dérive très développé. Une quille centrale de grande saillie est également un obstacle à l'oscillation ; il en est de même des quilles latérales. Des expériences ont mis nettement en évidence l'influence de ces dernières; on peut citer par exemple les chiffres suivants : Un chaland de 113^{tx} de déplacement essayé d'abord sans quilles latérales, puis avec deux quilles latérales de 16 mètres de longueur et 0^{m},35 de largeur, enfin avec quatre quilles semblables, a donné comme valeurs maxima de l'inclinaison : 1° dans une première série d'expériences : 28°84 sans quilles,

20°41 avec deux quilles; 17°28 avec quatre quilles; 2° dans une seconde série : 33°66 sans quilles, 28°83 avec deux quilles, 24°40 avec quatre quilles. Mais il convient de remarquer qu'avec les dimensions qu'il est possible de leur donner, les quilles latérales ne peuvent avoir d'effet sensible que sur de petits bâtiments; sur de grands paquebots, croiseurs ou cuirassés, il faudrait pour en tirer un résultat appréciable, leur donner des dimensions énormes, tout à fait inadmissibles, soit à cause de la difficulté qu'on aurait à les établir convenablement, soit à cause de l'accroissement de résistance qu'elles apporteraient à la marche du navire.

On a constaté également par expérience que lorsqu'une carène est très sale, recouverte d'herbes et de coquillages en abondance, elle oppose plus de résistance au roulis que lorsqu'elle est propre; mais la différence est relativement faible.

78. Roulis non isochrones à la lame. — Si le roulis n'est pas isochrone à la houle, si par exemple il est plus rapide qu'elle, il en résulte qu'à chaque coup, l'oscillation du navire prend une certaine avance par rapport au mouvement de la houle. Par suite, si à un moment donné l'un des trois cas de concordance que nous avons envisagés ci-dessus se trouve à peu près réalisé, si par exemple le navire est droit au moment où il se trouve sur un sommet, un instant après le mode de concordance aura changé et on se trouvera soit dans le second, soit dans le troisième cas. Dès lors le roulis, au lieu d'être constant, ou bien au lieu d'aller constamment en croissant ou constamment en décroissant, passe par des alternatives de périodes croissantes et de périodes décroissantes, séparées par des périodes pendant lesquelles il reste à peu près constant. Ces périodes se succèdent suivant une loi assez complexe dépendant de la durée relative de la houle et du roulis,

et souvent en outre troublée par ce fait que la houle n'est jamais d'une régularité absolue.

Sur une houle non synchrone, les grandes amplitudes dues au troisième cas de concordance (amplitudes si redoutables pour un navire qui se trouve sur une houle absolument de même période que son roulis) ne sont plus à craindre, parce que à quelques coups de roulis croissants succèderont en général des coups stationnaires, puis décroissants. Il suffit d'ailleurs d'une discordance très faible entre la période du roulis et celle de la houle pour produire des effets très marqués au point de vue de l'amplitude des roulis. On cite comme exemple frappant de ce fait les observations relevées pendant la campagne d'essai des cuirassés en 1863, sur la *Normandie* et l'*Invincible*. Ces deux navires ne différaient que par la stabilité ($r - a$ était égal à $2^m,017$ pour la *Normandie*, et à $1^m,942$ pour l'*Invincible*), et par la durée de leur période de roulis (qui était de $4^s,79$ pour une oscillation simple sur la *Normandie*, et de $4^s,87$ sur l'*Invincible*). Ces bâtiments naviguèrent de conserve pendant toute la croisière, et leur roulis moyen fut sensiblement le même. Mais à certains jours, le roulis de l'*Invincible* ne fut que les $\frac{6}{10}$ de celui de la *Normandie*, tandis qu'à d'autres jours celui de la *Normandie* ne fut que les $\frac{7}{10}$ de celui de l'*Invincible* : cela tient à ce que ce fut tantôt l'un, tantôt l'autre qui rencontrait la houle absolument synchrone à son roulis, et la différence, presque insignifiante en apparence, qui existait entre leurs périodes suffisait pour amener les différences considérables que nous venons d'indiquer dans l'amplitude de leurs roulis.

On conçoit, d'après tout ce qui vient d'être dit, l'intérêt qu'il y aurait pour un navire à avoir une période de roulis telle qu'il ne puisse jamais rencontrer une houle

synchrone. Pour les grands navires, qui ont forcément une période d'oscillation assez longue, on y parvient en allongeant encore cette période de façon à la rendre plus grande que celle des houles qu'ils peuvent être appelés à trouver dans les parages où ils naviguent; or la demi-période de la houle ne dépasse guère 8″, surtout dans les mers d'Europe : une durée d'oscillation de 9 à 10 secondes mettra donc le navire en situation de ne jamais rencontrer, sauf circonstances absolument exceptionnelles, la houle synchrone. On arrive à donner au navire des roulis très lents en lui donnant une stabilité initiale (c'est-à-dire une valeur de $r—a$) modérée.

Au contraire, pour un petit navire ayant naturellement une période de roulis très courte, il devient impossible de l'allonger suffisamment pour qu'elle dépasse celle des houles ordinaires que le bâtiment rencontrera. Il est alors préférable de diminuer la période au lieu de l'augmenter; car, comme dans tous les cas le navire est exposé à rencontrer une houle synchrone, il est préférable que ce synchronisme n'ait lieu qu'avec de très petites houles, incapables de faire courir au bâtiment aucun danger. Par exemple un navire qui aurait une demi-période de $2^s,8$ (période totale 5^s6) serait synchrone à une houle de 50^m de longueur (d'après le tableau du § 61). Si on porte sa demi-période à 3^s4, il devient synchrone à une houle de 75^m, tandis que si au contraire on réduit cette demi-période à 2^s, la houle à laquelle il est synchrone est une petite houle de 25^m de longueur seulement; on est donc dans de bien meilleures conditions. La conclusion est que pour un petit navire, il faut augmenter la stabilité au lieu de la diminuer, afin de réduire la durée du roulis.

Pour un navire de dimensions moyennes, les conclusions sont plus douteuses et doivent être discutées dans chaque cas particulier.

79. Résultats d'expérience. — Sur les premiers navires cuirassés construits en France, la hauteur métacentrique était exagérée et les roulis furent trouvés très durs, principalement sur les frégates *Gloire, Invincible, Normandie*, etc. Ces deux dernières, dont la demi-période de roulis était d'environ 4^s8, eurent, dans la campagne d'essais de 1863, une amplitude moyenne de roulis égale à 1,78 fois celle du *Napoléon*, dont la demi-période était de 5^s82. Par contre, le *Solférino* et le *Magenta* dont la demi-période était de 5^s91 eurent un roulis moyen égal aux 0,82 de celui du *Napoléon*. En modifiant l'arrimage des poids, de façon à porter la demi-période de la *Normandie* de 4^s79 à 5^s4, on obtint une amélioration sensible ; on porta de même les périodes du *Magenta* et du *Solférino* à 7^s2 et 7^s5. Les frégates cuirassées construites ensuite, *Savoie* et *Flandre*, eurent des demi-périodes de 5^s7 et 6^s et leurs qualités nautiques furent bien supérieures à celles des premiers navires du même type essayés en 1863.

La campagne d'essais de 1879 fournit des chiffres également très remarquables. Les 11 bâtiments de cette escadre avaient les éléments suivants :

Noms des bâtiments.	Déplacement.	Longueur.	$r-a$.	Demi-période du roulis.
Richelieu, cuirassé de 1er rang.....	8790^{tx}	98^m70	0^m63	8^s95
Trident, —	8814	98, 00	0, 67	9,00
Suffren, —	7604	88, 70	0, 71 (1)	8,75
Colbert, —	8617	98, 00	0, 80	7,63
Friedland, —	8824	95, 70	0, 80	8,00
Revanche, frégate cuirassée.....	5900	81, 60	1, 35	6,00
Duquesne, croiseur de 1er rang.....	5824	99, 64	1, 67	5,18
Tourville, —	5740	99, 00	1, 66	5,04
Hirondelle, mouche d'escadre	1162	76, 65	1, 09	5,83
Desaix, —	1684	77, 00	1, 40	4,51

(1) Le *Suffren* n'était plus dans les conditions initiales qui ont été in-

Les trois premiers de ces bâtiments (*Richelieu*, *Trident*, *Suffren*), dont la période d'oscillation était très longue (8^s75 à 9^s) roulèrent très rarement et sans dépasser des inclinaisons de 3 à 4° de chaque bord.

Les trois suivants (*Colbert*, *Friedland*, *Redoutable*) dont les demi-périodes étaient de 7 à 8^s, eurent des roulis plus fréquents, plus amples, mais néanmoins modérés.

La *Revanche*, frégate de forte stabilité ($r—a = 1^m,35$) roula continuellement et d'une façon exagérée. Il en fut de même des croiseurs *Duquesne* et *Tourville*. De même l'*Hirondelle* et le *Desaix* ne cessèrent de rouler avec une grande amplitude.

Les roulis moyens pendant toute la durée de la campagne eurent les valeurs suivantes :

Richelieu, Suffren (roulent rarement).....	1°75
Trident, Colbert —	2 à 3°
Redoutable, Friedland (roulent peu).....	3 à 4°
Revanche, Tourville (roulent fréquemment.	16 à 17°
Duquesne — . .	21°
Hirondelle, Desaix — .	25 à 27°

Ces chiffres mettent bien en évidence l'influence de la durée du roulis et de la stabilité du navire au point de vue des qualités nautiques.

Nous ajouterons la remarque suivante. Les cuirassés anglais ont assez généralement des valeurs considérables de $r—a$: ainsi la *Victoria* (qui a été coulée par le *Camperdown* dans la Méditerranée) avait un $r—a$ de $1^m,54$. Or ces navires ont donné lieu à des plaintes fréquentes au point de vue de l'exagération de leurs roulis; tel est le cas par exemple du *Royal Sovereign;* et on connaît le fait de la *Résolution* qui, au mois de

diquées dans le tableau du chapitre V; on avait augmenté sa stabilité, trouvée d'abord trop faible.

décembre 1893, dans le golfe de Gascogne, par mer forte, mais maniable et nullement démontée, a atteint des roulis qu'on a estimés à 45° de chaque bord, probablement avec quelque exagération, mais qui, dans tous les cas, ont mis le navire dans l'impossibilité de continuer sa route et l'ont contraint de regagner le port.

80. Remarques relatives à ce qui précède. — Tout ce que nous venons de dire au sujet du roulis sur houle se complète par les quelques remarques suivantes :

1° Nous avons supposé que le navire était placé transversalement à la houle et que, dès lors, le temps qui s'écoulait entre les instants où le navire se trouvait sur deux sommets successifs était précisément égal à la demi-période de la houle. Il est clair que si le navire marche obliquement par rapport à celle-ci, les conclusions sont modifiées. Supposons par exemple que AB, A'B' (fig. 79) représentent en projection horizontale, deux sommets de la houle et que celle-ci se transporte dans le sens de la flèche *f*. Si le navire marche dans la direction MN, il est clair que l'intervalle qui s'écoulera entre son passage sur le sommet AB et son passage sur le sommet A'B' sera moindre que s'il marchait avec la même obliquité, dans la direction M'N' : dans le premier cas, en effet, le navire s'avance contre la houle, tandis que dans le second cas, il fuit devant elle. Or, la période qu'il est intéressant de comparer avec la période de roulis du bâtiment, c'est la période de la houle relativement au navire, c'est-à-dire l'intervalle entre le passage du navire sur deux sommets successifs. On voit donc qu'on est, dans une certaine limite, maître de cette période et que si par

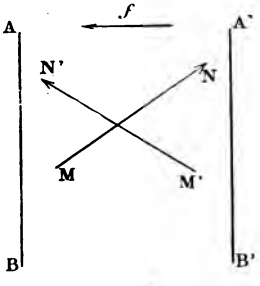


Fig. 79.

hasard on se trouve à un certain moment sur une houle synchrone capable de provoquer des roulis croissants dangereux, on pourra détruire le synchronisme en changeant quelque peu la direction de la route suivie. Ajoutons qu'en se présentant obliquement à la lame, le navire lui offre moins de prise au point de vue du roulis.

2° Nous avons dit que la période du roulis relatif sur houle était sensiblement la même que la période du roulis en eau calme. Ceci n'est rigoureusement vrai que sur une houle régulière. Autrement, en effet, les vagues ne se succédant pas à des intervalles égaux, il arrivera par exemple qu'au moment où le navire va se relever après quelques oscillations bien isochrones, un coup de lame viendra agir en sens inverse du mouvement que le navire allait prendre et retarder par conséquent le rappel. On trouve dans ces conditions des différences qui vont parfois du simple au double entre la durée des divers coups de roulis successifs.

3° Bien que nous ayons assimilé le navire à un pendule, il ne faudrait pas croire qu'il se meut exactement de la même manière et qu'il existe dans le navire un point fixe autour duquel il tourne. En réalité, en même temps que le navire oscille, il participe dans une certaine mesure au mouvement orbitaire des molécules liquides, et subit en outre des déjaugeages et des plongées alternatives. Il n'y a pas de *point tranquille*, même sur un navire qui roule en eau calme, et à plus forte raison dans le roulis sur houle, et il n'existe à bord aucune région où on soit soustrait complètement aux effets du roulis.

81. Chambres d'équilibre. — Nous avons déjà signalé (Chap. V) l'effet du lest liquide au point de vue de l'atténuation des roulis. Si un compartiment (appelé *chambre d'équilibre*) est incomplètement rempli d'eau, quand le navire roule, cette eau se porte toujours du bord où il in-

cline et diminue par conséquent la stabilité : donc s'il s'agit d'un grand bâtiment, cette eau tend à allonger les roulis en diminuant par suite leur amplitude. En même temps, cette masse d'eau se déforme, c'est-à-dire que son centre de gravité se déplace, et elle frotte contre les parois de la chambre qui la renferme : ce déplacement de la masse et ce frottement absorbent du travail et jouent l'effet d'une résistance additionnelle, qui tend à atténuer le roulis à la façon d'une quille latérale.

Il est clair d'après cela que pour que le lest liquide puisse produire un effet, il ne faut pas que le compartiment soit complètement plein d'eau, car alors le liquide se comporte comme un corps solide. Il ne faut même pas qu'il soit sur le point d'être rempli, car alors quand le navire incline, le niveau se déplace seulement de F L en F'L' (fig. 80) : la déformation et le frottement sont faibles. Inversement s'il y a seulement une mince couche d'eau dans le fond du compartiment, le niveau, quand le navire s'incline, passe de F_1L_1 en $F_1'L_1'$ par exemple et la déformation est considérable ; mais comme il y a très peu d'eau, le travail qui en résulte est négligeable : il est bien clair en effet que quelques litres d'eau dans le fond d'un compartiment ne peuvent constituer un obstacle sensible au roulis. C'est pour un certain niveau moyen tel que F_2L_2 que l'effet du lest liquide sur l'amplitude du roulis sera le plus marqué.

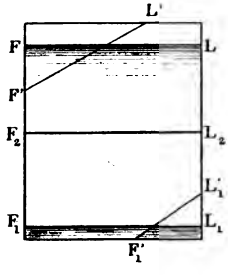


Fig. 80.

Cet effet n'est d'ailleurs pas exactement le même que celui d'une quille latérale. L'expérience démontre que le lest liquide a surtout de l'influence pour l'atténuation des petits roulis; mais il est sans effet sensible sur les

roulis très amples. C'est l'inverse qui a lieu avec les quilles saillantes.

82. Tangage sur houle. — Le tangage sur houle n'est pas moins important à envisager que le roulis. Il en diffère par un caractère essentiel.

Le roulis sur houle résulte de la combinaison de deux mouvements, savoir : 1° une oscillation propre du navire qui, alors même que la houle est insensible, se produit et donne le roulis en eau calme; 2° le roulis dû au mouvement de la lame. Ces deux roulis subsistant l'un à côté de l'autre avec leurs périodes propres et généralement différentes l'une de l'autre, donnent lieu à un mouvement résultant complexe, d'amplitude variable.

Dans le tangage au contraire, par suite de la résistance énorme qui s'oppose au roulis propre du navire par rapport à la lame, ce roulis disparaît et, quelle que soit sa période, il subsiste seulement un mouvement oscillatoire qui a la même période que la houle sur laquelle le bâtiment navigue, mais qui se présente par rapport à

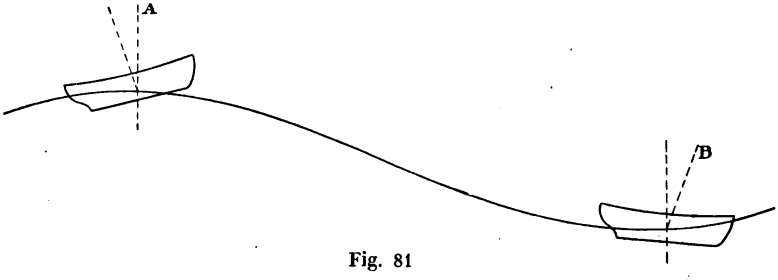


Fig. 81

elle dans des conditions de concordance diverses. Le cas le plus défavorable (fig. 81) est celui dans lequel le navire au moment où il passe sur une crête, mer debout, est renversé dans sa position extrême sur l'arrière, et au contraire incliné à sa position extrême vers l'avant quand il passe dans

un creux. Dans ces conditions, sur les crêtes, l'avant dé-jauge et sort presque complètement de l'eau, tandis qu'au contraire il plonge et tend à faire cuiller dans les creux. Cette circonstance est celle qui se produit pour un navire petit qui marche contre la lame avec une grande vitesse. Elle occasionne une fatigue considérable de la coque, dont l'avant n'est plus soutenu quand le bâtiment est en A et au contraire reçoit des chocs intenses quand le navire est en B ; en même temps, dans cette seconde position, on est exposé à embarquer par l'avant des paquets d'eau dangereux.

On remédie à ces dangers en réduisant la vitesse du

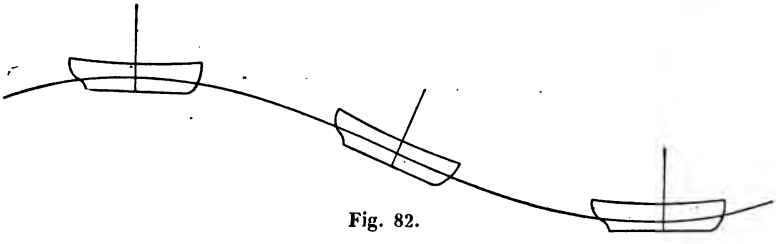


Fig. 82.

navire. Quand cette vitesse est modérée par rapport à celle de la houle, le navire suit à peu près la surface de celle-ci, ses mâts restant approximativement dirigés suivant la normale à la lame (fig. 82) ; dans ces conditions les dénivellations à l'avant et à l'arrière sont beaucoup moins sensibles, parce qu'elles résultent uniquement de la courbure du profil des lames. Ces circonstances sont probablement les plus ordinaires dans la grande navigation.

Avec la mer venant de l'arrière, les tangages sont généralement doux, surtout si le navire a une grande longueur par rapport à la lame. Un navire qui se trouve à la fois à cheval sur plusieurs lames ne subit d'ailleurs que des oscillations peu sensibles, même avec la mer de-

bout, et ce sont seulement alors les chocs de la lame venant de l'avant qui provoquent la fatigue.

Dans le cas de la figure 81 précédente, il est clair que plus les extrémités du navire sont lourdes, plus il a de peine à se relever après avoir plongé. On doit donc s'abstenir de placer vers les extrémités et surtout à l'avant des poids trop lourds, augmentant le moment d'inertie longitudinale.

Une circonstance heureuse dans le tangage est la suivante : on démontre et on vérifie expérimentalement que, dans son oscillation longitudinale, le navire tourne autour d'un axe transversal qui est toujours placé assez loin sur l'arrière du milieu; il en résulte que les dénivellations sont plus sensibles à l'avant qu'à l'arrière, ce qui est favorable pour le fonctionnement des hélices. Si les hélices étaient placées à l'avant elles émergeraient beaucoup plus et beaucoup plus souvent qu'étant placées à l'arrière.

Les valeurs moyennes observées pour l'amplitude du tangage d'un navire, relativement à la houle, varient de 2 à 4 ou 5°; les plus grandes sont de 7, 8, rarement 10 ou 12°. Ces inclinaisons sont beaucoup moindres que celles qui sont dues au roulis, mais en raison de la grande longueur du navire, elles suffisent à donner aux extrémités du navire des déplacements considérables, d'où résultent des dénivellations très grandes et des forces d'inertie intenses. Par exemple, sur un navire de 100^m de long, et en admettant que la rotation se fasse autour d'un axe passant par le milieu de la longueur, une oscillation de 4° de chaque côté de la verticale suffit pour faire parcourir à chaque extrémité un chemin égal à 7 mètres. Une oscillation de 8° correspondrait à un chemin de 14 mètres, c'est-à-dire à une dénivellation de 7 mètres en dessus et en dessous de la flottaison moyenne. En réalité la dénivellation serait plus grande à l'avant et moindre à l'arrière.

CHAPITRE VIII.

Effets du roulis et du tangage.

83. Variation des forces d'inertie dans un corps oscillant. — Nous avons rappelé, dans le chapitre précédent, l'existence des forces d'inertie auxquelles est soumis un corps en mouvement et indiqué même la mesure de la force d'inertie centrifuge. Examinons maintenant comment varie cette force, ainsi que la force tangentielle, dans un corps qui oscille autour d'un axe horizontal.

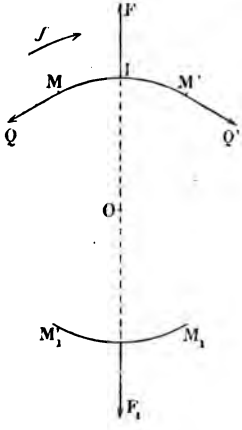


Fig. 83.

1° *Force centrifuge.* — Soit donc (fig. 83) M un point du corps oscillant, décrivant dans le mouvement l'arc MM'; supposons d'abord que cet arc soit symétrique par rapport au plan vertical passant par l'axe d'oscillation O, c'est-à-dire admettons que lorsque le corps est au repos, le point M soit dans ce plan vertical. Au moment où le point part de M, dans le sens de la flèche *f*, sa vitesse est nulle. Elle va en croissant jusqu'au moment

où le point passe en I, puis elle décroît à partir de I et redevient nulle en M'. Pendant l'oscillation en sens inverse, la vitesse, nulle en M', croît jusqu'en I, puis décroît et revient s'annuler en M ; et ainsi de suite indéfiniment. Or nous savons que la force centrifuge est proportionnelle au carré de la vitesse du point mobile : elle est donc nulle aux instants où le point arrive aux deux extrémités de son oscillation et elle atteint son maximum au moment où il passe en I, c'est-à-dire au moment où le corps oscillant est dans sa position moyenne ; la force centrifuge du point est alors dirigée suivant OI prolongé, c'est-à-dire qu'elle est verticale, en sens inverse de la pesanteur si le point M est au-dessus de O et au contraire dans le sens de la pesanteur s'il s'agit d'un point M_1 situé au dessous de O ; dans le premier cas, elle est représentée par F, dans le second par F_1.

Si le point M que l'on considère n'est pas pris dans les plan vertical passant par O lorsque le corps est au repos, mais d'un côté ou de l'autre de ce plan, il oscille alors de M en M' par exemple (fig. 84). Sa force centrifuge est toujours nulle aux bouts de sa course et maxima au milieu, c'est-à-dire au même instant que pour le point précédent, car il est clair que tous les points du corps oscillant arrivent simultanément aux extrémités et au milieu de leur oscillation ; c'est donc en I que la force centrifuge du point atteint sa plus grande valeur et elle est alors représentée par F.

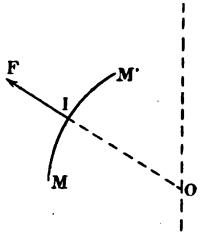


Fig. 84.

2° *Force d'inertie tangentielle.* Considérons maintenant la force d'inertie tangentielle. Nous savons que cette force est due *aux variations de la vitesse* du point mobile ; elle est nulle quand la vitesse du point reste constante ; elle a une certaine valeur et elle est dirigée

dans le sens du mouvement quand la vitesse diminue, en sens inverse quand la vitesse croît; elle est d'ailleurs d'autant plus grande que l'accroissement (ou la diminution) de vitesse est plus rapide (1). Il suit de là qu'au moment où le point M de la figure 83 part de M dans le sens de la flèche *f*, il est soumis à une force d'inertie dirigée suivant le tangente au cercle MM′ et en sens inverse de *f*. Puis, au voisinage de I, la vitesse du point, passant par un maximum, reste sensiblement constante pendant un petit intervalle de temps et la force d'inertie tangentielle s'annule. De I en M′, la vitesse diminue et la force tangentielle est alors dirigée dans le sens du mouvement, c'est-à-dire qu'en arrivant en M′ le point subit un effort tangentiel tel que M′Q′.

Pendant la course de retour, de M′ en I, la vitesse est accélérée et la force tangentielle reste dirigée dans le sens M′Q′; puis de I en M, la vitesse étant décroissante, la force tangentielle est dirigée dans le sens du mouvement, c'est-à-dire suivant MQ. On voit que, d'une façon générale, *la force d'inertie tangentielle est dirigée dans le sens du mouvement du point pendant les abatées et en sens inverse du mouvement pendant les rappels.*

De même pour le point M_1 (fig. 83), la force tangentielle est dirigée suivant les tangentes à l'arc M_1M_1' aux deux bouts de course. Pour le point M de la figure 84, il en est de même.

C'est aux environs des bouts de course que la vitesse augmente ou diminue le plus rapidement : c'est donc là que la force d'inertie tangentielle atteint ses plus grandes valeurs (voir la note G). On voit que *la force d'inertie tangentielle est maxima quand la force centrifuge est nulle et inversement.*

(1) Voir la note G, pour l'expression de la mesure de la force d'inertie tangentielle.

84. Pesanteur apparente sur un navire roulant en eau calme. — Ceci posé, étudions ce qu'on appelle la *pesanteur apparente* sur un corps qui oscille autour d'un axe et, pour rendre les explications plus immédiatement saisissables, imaginons que ce corps oscillant soit un navire qui roule en eau calme.

En réalité, il n'y a pas, sur un navire placé dans ces conditions, d'axe de rotation absolument fixe, car le navire enfonce et émerge alternativement en même temps qu'il roule. Mais les points situés dans le plan diamétral, au voisinage de la flottaison, se déplacent peu, et on peut admettre comme une approximation suffisante que le navire oscille sensiblement autour de l'axe de symétrie de sa flottaison droite, axe projeté en O sur la figure 85.

Soit un point quelconque occupant la position M lorsque le navire est droit. Au moment où, dans le mouvement d'oscillation, le point sera venu en M′, il sera soumis à trois forces savoir : 1° son poids p, vertical ; 2° sa force centrifuge F_1 dirigée suivant le prolongement de OM′ ; 3° sa force d'inertie tangentielle F_2 dirigée suivant la tangente à l'arc de cercle MM′. En composant ces trois forces, on obtient ce qu'on appelle la *pesanteur apparente* du point, représentée par p' dans le cas de la figure. C'est cette pesanteur apparente qui provoque la fatigue des pièces et de leurs attaches. Elle varie d'un instant à l'autre de l'oscillation et aussi d'un point à l'autre du navire. Examinons divers cas :

1° Pour un point tel que A, pris dans le plan diamétral du navire, à une certaine hauteur, dans un mât par exemple, au moment où le navire passe par sa position droite, la force d'inertie tangentielle est nulle et la force centrifuge est maxima ; en sorte qu'à cet instant, la pesanteur apparente a la même direction que la pesanteur réelle, mais elle est plus faible et égale à $p - F_1$.

Au contraire au moment où le navire arrive à l'extrémité de son oscillation sur tribord, en A_1, la force contrifuge est nulle et la force tangentielle est maxima et représentée par F_2 : la pesanteur apparente est par suite p', diagonale du parallélogramme dont les côtés sont p et F_1 ;

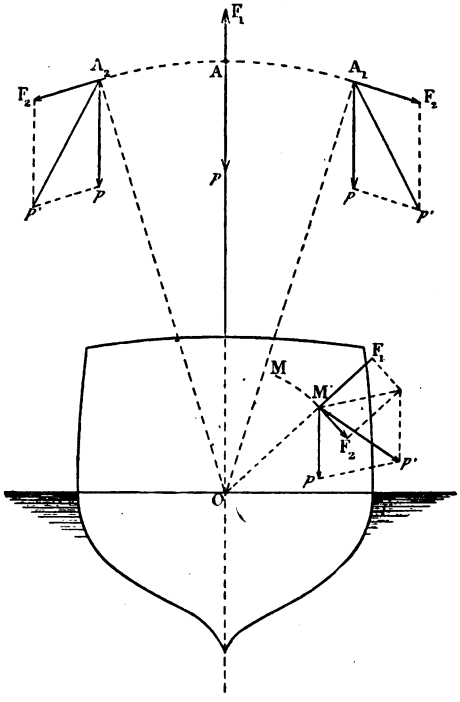


Fig. 85.

on voit qu'elle est alors en général plus grande que la pesanteur réelle, et en outre elle fait avec la direction OA_1 du mât un angle plus grand que celui de la pesanteur réelle avec cette même direction; la force d'inertie ajoute donc son effet à celui de la pesanteur pour faire fléchir le mât qui subit ainsi une fatigue

plus grande que si le navire était simplement à la bande sous le même angle, mais sans rouler. La même chose se produit de l'autre côté, quand le navire est à l'extrémité de son oscillation sur bâbord. Il suit de là que le mât et ses haubans seraient insuffisamment solides si on les calculait seulement de façon à résister à l'action oblique de la pesanteur réelle; il faut les proportionner en vue de résister non pas simplement à la force p, mais à la force p'.

2° Prenons de même un poids (par exemple une embarcation) attaché à l'extrémité d'un bossoir ou d'un porte-manteau, mais saisi de façon à ne pouvoir osciller par rapport à celui-ci (fig. 86). On voit comme tout à

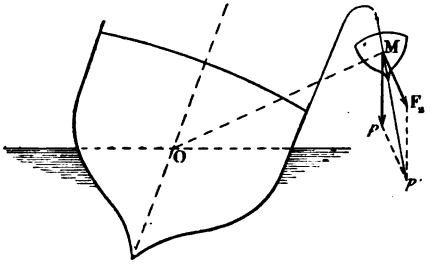


Fig. 86.

l'heure que lorsque le navire arrivera à l'extrémité de son oscillation, cet objet agira sur le porte-manteau non seulement par son poids p, mais encore par sa force d'inertie tangentielle F_2 et l'effort résultant p' supporté par la potence, sera plus grand que p et fera avec la grue un angle plus grand. Celle-ci devra donc être calculée de façon à pouvoir résister à ce surcroît d'effort.

3° Dans le cas où l'objet n'est pas saisi, mais suspendu à la potence de façon à pouvoir osciller autour de son point de suspension, le phénomène est plus complexe, car il se produit un mouvement d'oscillation analogue

à celui d'un pendule suspendu à un autre pendule. Mais il y a toujours lieu de prévoir une augmentation d'effort et de calculer les supports en conséquence.

4° Envisageons maintenant un poids pris dans le plan diamétral, mais au-dessous de O, en M par exemple (fig. 87). Quand le navire en oscillation passe par sa position droite, le point M subit, outre l'action de la pesarteur p, celle de sa force centrifuge F_1, qui est alors verticale et de même sens que p, en sorte que son poids apparent a la même direction que son poids réel, mais il est plus grand et égal à $p + F_1$; la différence reste d'ailleurs assez faible, en général, parce que le point M n'est jamais bien éloigné du point O. Au moment où le navire atteint son inclinaison extrême, sur tribord par exemple, le point M vient en M′ et subit alors l'action de son poids p et celle de sa force centrifuge F_2; la résultante, c'est-à-dire son poids apparent, est p' qui, en général, sera plus faible que p et plus rapproché de la direction OM′. S'il y a de l'eau dans les fonds, c'est sensiblement suivant la perpendiculaire à p' que son niveau tendra à s'établir, mais pas rigoureusement, car, à cause de son inertie, la déformation de sa masse ne peut pas suivre instantanément l'oscillation du navire : il se produit encore quelque chose d'analogue à l'oscillation d'un pendule porté par un autre pendule.

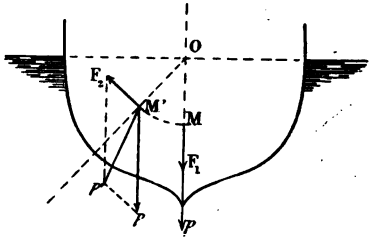


Fig. 87.

5° Prenons enfin un point M en abord du navire (fig. 88) à peu près à la hauteur de l'axe d'oscillation. Dans le roulis, au moment où le navire passe par sa position droite, le point est soumis, outre son poids p, à

une force centrifuge dirigée suivant F_1, en sorte que ce point qui, à cet instant, semblerait devoir se tenir naturellement en équilibre sur un pont horizontal, tend à glisser horizontalement vers l'extérieur. Tel est le cas par exemple d'un canon placé en abord du pont : dans l'oscillation, au moment où le navire passe par sa position droite, le canon est chassé vers l'extérieur. Au moment où le navire atteint l'extrémité de son oscillation sur tribord, le point M′ est soumis à son poids p et à la force tangentielle F_2, qui se trouve alors dirigée à peu près dans le même sens que p et s'ajoute à p, en sorte que la pesanteur apparente, à cet instant, a à peu près la même direction que la pesanteur réelle, mais elle est plus grande qu'elle. Un canon placé en abord, exercera donc à ce moment-là sur le pont qui le supporte un effort notablement supérieur à son poids.

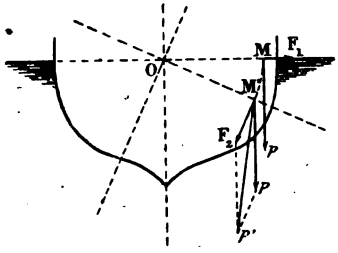


Fig. 88.

On pourrait multiplier à l'infini les exemples, en prenant des cas intermédiaires à ceux que nous avons considérés. Mais les précédents suffisent pour permettre de se rendre compte de ce qui se passe pour un corps placé dans une région quelconque du navire. Ils font bien comprendre en même temps les fatigues spéciales qui résultent des forces d'inertie et la nécessité de prévoir ces fatigues quand on établit les liaisons des diverses parties du navire et l'amarrage des objets embarqués à bord. Un amarrage, suffisant pour fixer une pièce sur un navire ayant une bande de 30° par exemple, mais immobile, pourra rompre par l'effet des forces d'inertie lorsque le navire roulera, même avec des roulis bien inférieurs à 30°.

85. Effets du tangage. — Le tangage a des effets analogues, mais en général beaucoup plus intenses pour les poids voisins des extrémités du navire, à cause de la grande longueur de celui-ci et des grands déplacements que subissent les extrémités du bâtiment, même avec des tangages modérés (voir § 80). C'est surtout dans ce cas la force d'inertie tangentielle qui est à craindre. Si on considère un poids placé en M (fig. 89), près de l'extrême avant, quand le navire arrive à l'extrémité de

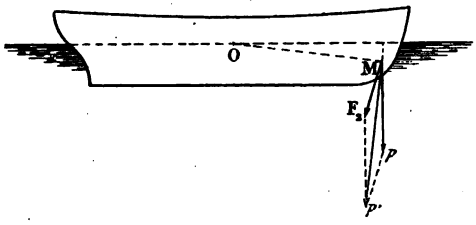


Fig. 89.

sa plongée, le point M subit, outre son poids p, une force tangentielle F_2, qui est presque parallèle à p et qui s'ajoute à son action; cette force F_2 peut atteindre des valeurs considérables à cause de la grande longueur du navire; aussi les objets lourds (tels que canons, tourelles, etc.) placés trop près des extrémités sont une cause de grande fatigue pour le bâtiment, qu'ils tendent à arquer non seulement par leur poids même, mais par la force d'inertie tangentielle à laquelle ils donnent naissance (voir la note G).

86. Pesanteur apparente dans le cas du roulis sur houle. — Nous avons dit (§ 82) que dans le cas du roulis en eau calme, les points voisins de l'axe de symétrie de la flottaison se déplacent peu; les effets d'inertie, sans être absolument nuls, sont donc peu marqués

dans cette partie du navire, qui constitue une région *à peu près tranquille*. Mais dans le cas du roulis sur houle, les choses se passent tout autrement. Non seulement le navire roule et tangue, mais en même temps toute sa masse participe dans une certaine mesure au mouvement orbitaire des molécules de la houle; c'est-à-dire que, en outre de son oscillation transversale et longitudinale, chaque point du navire décrit une orbite fermée analogue à un cercle. Ce mouvement donne naissance principalement à une force d'inertie centrifuge qui, aux divers points M M_1 M_2 M_3... de la trajectoire du point M (fig. 90), prend les directions OM, OM_1, OM_2... prolongées. Cette force est verticale de bas en haut (c'est-à-dire que le poids tend à être soulevé) au moment où il est au point le plus haut de son orbite, c'est-à-dire au moment où le navire se trouve sur les crêtes des lames; l'inverse a lieu quand le navire passe dans les creux; dans l'intervalle de ces deux positions, la force centrifuge prend une obliquité variable et dévie la pesanteur apparente.

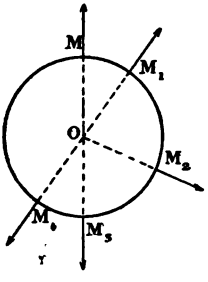


Fig. 90.

L'expérience et le calcul prouvent que dès qu'il y a un peu de levée, cette cause a des effets beaucoup plus intenses que l'oscillation transversale ou longitudinale. C'est elle qui provoque les plus grandes variations, soit dans la direction, soit dans l'intensité de la pesanteur apparente. Or elle est sensible en tous les points du navire : *il n'y a donc pas, dans le mouvement d'un navire sur houle, de point ou de région tranquille;* partout se font sentir d'une façon très accusée les variations de la pesanteur apparente et les effets dus à ces variations, c'est-à-dire les fatigues additionnelles qui en ré-

sultent pour les différentes pièces du navire, leurs liaisons et leurs amarrages et, pour les êtres animés, le *mal de mer*. Le mal de mer résulte de ce que, d'un instant à l'autre, la direction de la pesanteur apparente change, ainsi que son intensité; par suite l'animal est obligé de faire un effort constant pour se maintenir en équilibre; en même temps ses organes intérieurs, suspendus en quelque sorte en-dedans de la boîte que forment la poitrine ou la cavité abdominale, tendent à osciller constamment en se déplaçant les uns par rapport aux autres et en tiraillant leurs attaches; enfin, l'intensité de la pesanteur apparente étant variable, il semble qu'à certains moments ces organes se soulèvent, tandis qu'à d'autres ils paraissent alourdis. D'après ce que nous avons dit ci-dessus, il n'existe dans le navire sur houle aucune région où l'on puisse espérer se soustraire au mal de mer.

87. Direction d'un pendule à bord d'un navire qui roule. — Nous avons, à différentes reprises, parlé de pendules suspendus à bord d'un navire qui roule. C'est une idée assez commune de croire qu'on peut mesurer l'amplitude des roulis du navire en mesurant les oscillations d'un pendule quelconque placé à bord : cette idée est entièrement fausse. Considérons en effet un pendule simple AM (fig. 91) suspendu en un point A quelconque d'un navire. A l'instant où ce navire, dans son mouvement, prend la position représentée par la figure, le point M est soumis à son poids et aux forces d'inertie qui se développent en cette région du navire; par suite le pendule est sollicité à chaque instant à prendre la direction de la pesanteur apparente. Mais celle-ci

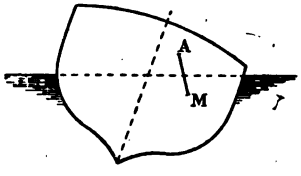


Fig. 91.

change d'un instant à l'autre, d'autre part le pendule a une certaine inertie qui ne lui permet pas d'obéir instantanément à la force qui le sollicite ; il se passe alors quelque chose d'analogue à ce que nous avons vu au § 73 pour le navire roulant sur houle. Pour que le pendule se place dans la direction de la pesanteur apparente, il faut que son inertie soit théoriquement nulle, ou pratiquement très petite : c'est ce qui arrive pour un petit pendule très léger et très court, ayant une période d'oscillation très rapide. Inversement, si on suppose que l'on a un pendule à oscillation extrêmement lente (théoriquement infiniment lente), ce pendule n'obéit pas du tout aux variations de la pesanteur apparente qui a le temps de changer plusieurs fois de sens et d'intensité avant que le pendule se soit, pourrait-on dire, décidé à se déplacer; dans ces conditions le pendule reste dirigé suivant la verticale vraie.

Nous avons là deux cas extrêmes, savoir :

1° Pendule à oscillation très rapide : il se place suivant la verticale apparente ;

2° Pendule à oscillation très lente : il reste sensiblement suivant la verticale vraie (1).

Mais un pendule ordinaire, compris entre ces deux intermédiaires ne donne ni la verticale apparente ni la verticale vraie; il prend des oscillations qui peuvent être tantôt plus grandes, tantôt plus petites que celles du navire et n'ont avec celles-ci aucune relation immédiate.

La suspension suivant un pendule à oscillation rapide est usitée à bord pour les chronomètres dont la boîte s'oriente alors à chaque instant suivant la verticale appa-

(1) M. Bertin, directeur des Constructions navales, a construit d'après ces principes un instrument propre à mesurer les roulis, instrument dans lequel un petit pendule, ayant une oscillation de 0″4 de durée, accuse et inscrit la verticale apparente, tandis qu'un grand pendule, ayant une oscillation de 80″ de durée, accuse et inscrit la verticale vraie.

rente, en sorte que la direction des forces qui agissent sur les diverses pièces mobiles de l'appareil, relativement aux appuis et axes de rotation de ces pièces, reste la même qu'au repos : il n'y a que l'intensité de ces forces qui varie.

CHAPITRE IX.

Du gouvernail.

88. Pression exercée par l'eau sur une surface plane en mouvement dans son sein. — L'effet produit par le gouvernail d'un navire résulte de la *pression* que l'eau exerce sur sa surface lorsque le navire est en marche. Chaque face du gouvernail est sensiblement plane; nous comparerons donc cet organe à une surface plane qui se déplace obliquement dans l'eau.

Des expériences diverses ont établi les faits suivants :

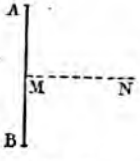


Fig. 92.

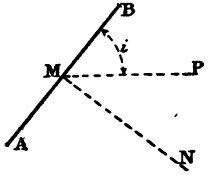
1° Quand un plan, que nous supposons projeté suivant AB (fig. 92) se déplace dans l'eau dans une direction MN perpendiculaire à sa surface, la résistance que ce plan éprouve de la part de l'eau, c'est-à-dire la pression normale que l'eau exerce sur lui, est proportionnelle à sa surface et au carré de sa vitesse ; elle est approximativement égale à 65 kilogrammes par mètre carré de superficie et par mètre de vitesse, en sorte qu'en appelant S la surface du plan en mètres carrés, V sa vitesse en mètres par seconde et R sa résistance en kilogrammes, on a approximativement :

$$R = 65^k \times S\ V^2$$

Par exemple, pour un plan de 8^{mq} qui se meut perpendiculairement à sa surface avec une vitesse de 5 mètres par seconde (ou sensiblement 10 nœuds) on a :

$$R = 65^k \times 8 \times 25 = 13000 \text{ kilogrammes.}$$

2° Si le plan, au lieu de se déplacer perpendiculaire à sa surface, se meut obliquement (fig. 93), l'eau exerce sur lui une réaction qui se décompose en deux, savoir : une réaction de frottement tangente au plan, qui ne nous intéresse pas pour le moment; et une réaction perpendiculaire au plan, c'est-à-dire parallèle à MN. Cette dernière est d'autant plus faible que l'obliquité du plan est plus grande. Si on désigne toujours par V la vitesse en mètres dans la direction MP et par i l'angle PMB que fait la direction de la vitesse avec la surface du plan, on trouve que la réaction normale R′ est égale à ce qu'elle serait dans le cas précédemment envisagé, c'est-à-dire $R = 65^k \times S\,V^2$, multipliée par un coefficient réducteur K, c'est-à-dire qu'on a :



Fig, 93.

$$R' = K \times 65^k \times SV^2$$

D'après les expériences les plus concordantes les valeurs de K sont approximativement les suivantes pour diverses valeurs de i :

Pour $i =$	10°	20°	30°	40°	50°
$k =$	0,35	0,57	0,72	0,82	0,90

Exemple : Si le plan envisagé ci-dessus se déplace, toujours avec une vitesse de 5 mètres par seconde, dans une direction faisant un angle de 20° avec sa surface, la pression normale que l'eau exerce sur lui est :

$R' = 0{,}57 \times 65^k \times 8 \times 25 = 0{,}57 \times 13000^k = 7410$ kilogr.

3° Le point d'application de cette pression normale varie avec l'angle i et aussi avec la forme du plan. Pour un plan rectangulaire, quand i est égal à 90°, c'est-à-dire quand le plan se déplace perpendiculairement à sa surface, le point d'application est au milieu de sa largeur. Mais si le plan se déplace obliquement, le point d'application se rapproche de l'arête avant A au fur et à mesure que l'obliquité augmente; par exemple dans le cas de la figure 94, ce point est quelque part en C, tel que AC soit plus petit que $\frac{1}{2}$ AB. Quand i diminue indéfiniment et devient nul, on trouve que AC = 0,20 AB environ, en sorte que pour des valeurs de i quelconques, AC est compris entre 0,20 AB et 0,50 AB.

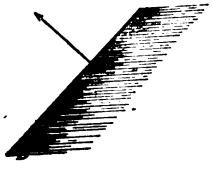


Fig. 94.

Le rapport $\frac{AC}{AB}$ a les valeurs suivantes :

Pour i =	0°	10°	20°	30°	40°	50°
$\frac{AC}{AB}$ =	0,20	0,25	0,30	0,35	0,39	0,43

89. Mode d'action du gouvernail. — Ceci posé, considérons un navire en marche, dans le sens de la marche en avant. Supposons qu'on donne de la barre, c'est-à-dire qu'on porte sur un bord, surt ribord par exemple, le *safran* du gouvernail (fig. 95). Celui-ci se trouve alors dans les conditions d'un plan qui se déplace obliquement dans l'eau, c'est-à-dire qu'il subit de la part de celle-ci une pression R' perpendiculaire à sa surface. Cette pression tend à ramener toujours le safran à sa position moyenne et si on abandonnait la barre à elle-même, elle reviendrait au zéro. Mais si on la maintient

fixe, alors la pression R′ a pour effet de rejeter vers bâbord l'arrière du navire et par conséquent vers tribord son avant. Le bâtiment évolue donc du bord même où on a porté le safran.

L'intensité de la force R′ augmente avec la surface du gouvernail, avec la vitesse et avec l'angle de barre. Il ne faudrait pas conclure de là que plus l'angle de barre est grand, plus l'action du gouvernail pour faire évoluer le navire est puissante : il y a une valeur limite d'angle de barre qui donne au gouvernail son maximum d'action. Il est facile de s'en rendre compte. Quand l'angle de barre est nul, la pression de l'eau sur le safran est nulle et par conséquent le gouvernail n'a pas d'effet. Si on donne un certain angle de barre, il se produit une pression R′ qui fait éviter l'arrière exactement comme si on le halait avec une amarre dans la direction R′; la force R′ va en augmentant avec l'angle du gouvernail, mais si on donnait 90° de barre, c'est-à-dire si on plaçait le safran perpendiculairement au plan diamétral du navire (fig. 96), la force R′ serait alors parallèle à ce plan et très voisine de lui, en sorte que son effet pour faire tourner le navire serait très faible. On conçoit donc qu'entre $i = 0°$ et $i = 90°$, il y a une certaine valeur de i pour laquelle l'effet du gouvernail est maximum. Cette valeur n'est pas connue exactement et varie probablement d'un navire à l'autre; mais l'expérience a montré que quand on a atteint un angle de barre de 30 à 35°, l'effet d'une augmentation de cet angle devient

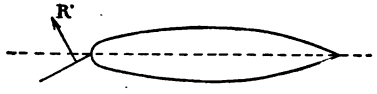


Fig. 95.

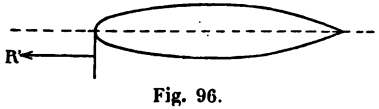


Fig. 96.

très peu sensible ; aussi limite-t-on généralement à 35° environ l'angle de barre que l'on peut donner : en allant plus loin, on ne gagnerait pas grand'chose au point de vue des évolutions et on augmenterait les difficultés d'installation du gouvernail, à cause de l'emplacement plus considérable qui deviendrait nécessaire pour la manœuvre de la barre.

90. Giration. Dérive. — Il est impossible, dans un ouvrage aussi élémentaire que celui-ci, de donner ne fût-ce qu'une ébauche sommaire de la théorie des girations : il faudrait en effet, pour cela, invoquer des principes de mécanique sortant complètement des limites de ce livre. Bornons-nous donc à exposer des faits expérimentaux :

1° Si on étudie d'abord la courbe que décrit, dans

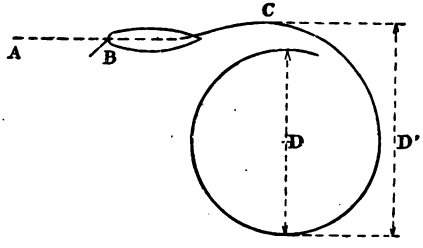


Fig. 97.

son évolution, le centre de gravité du navire, on constate qu'au début du mouvement, le navire, qui arrivait en ligne droite suivant la direction AB (fig. 97), commence d'abord par être rejeté en dehors de cette ligne droite du côté opposé à celui où on a porté le safran, c'est-à-dire à bâbord si le safran a été mis à tribord. Puis, au bout d'un instant généralement assez court, à partir du point C par exemple, la giration sur tribord se dessine et le navire décrit une courbe analogue à

un cercle : le diamètre moyen de cette courbe est appelé *diamètre du cercle de giration* D : on appelle quelquefois *diamètre d'évolution* D′ celui de la courbe décrite par le navire en tenant compte du trajet parcouru du côté opposé de la ligne AB dans les premiers instants de l'évolution. D′ est plus grand que D.

2° Si on considère la courbe décrite par le centre de gravité G et la position du navire sur cette courbe, on reconnaît que pendant toute la giration, l'avant du navire est orienté en dedans de la courbe, c'est-à-dire qu'à chaque instant, l'axe du navire GA (fig. 98) fait avec la direction de la marche, c'est-à-dire avec la tangente GT au cercle décrit par G, un certain *angle de dérive* α; cet angle reste à peu près constant pendant toute la durée de la giration. Il suit de là que l'arrière du bâtiment décrit, dans son mouvement, un cercle sensiblement concentrique à celui que décrit le centre de gravité G, mais d'un diamètre plus grand; inversement, l'avant décrit un cercle concentrique, mais de diamètre plus petit. L'existence de cet angle de dérive s'explique tout naturellement : dès qu'on met de la barre, à tribord par exemple, le navire, en même temps qu'il continue d'avancer, tend à pivoter sur lui-même, par l'action de la force R′, dans le sens de la flèche *f* (fig. 99); mais, aussitôt qu'il a pris un peu de dérive en dedans du chemin qu'il décrit, l'eau vient le frapper par la hanche de bâbord, en exerçant sur sa carène une pression qui est appliquée d'abord en un point voisin de l'avant et qui tend à faire pivoter aussi le bâtiment dans le sens

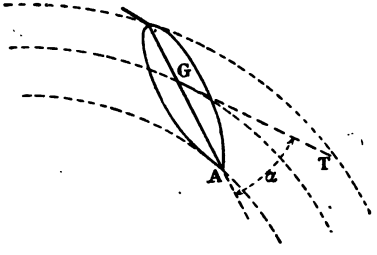


Fig. 98.

de la flèche f; mais à mesure que l'angle de dérive augmente, le point d'application de cette pression recule vers l'arrière et il vient un moment où elle passe en arrière du centre de gravité et tend à faire pivoter le navire en sens inverse de f. La dérive se maintiendra constante lorsqu'elle aura atteint un angle α tel que l'action de la force R′ dans le sens de la flèche f soit équilibré par l'action de la résistance R_1 qui s'exerce sur la carène et qui la sollicite en sens inverse de f. On conçoit d'après cela que pour un navire ayant une grande différence de tirants d'eau, la dérive sera plus faible que pour un navire ayant peu ou point de différence, car la résistance R_1 passera plus vite sur l'arrière du milieu; l'inverse aura lieu pour un navire très gros de l'avant.

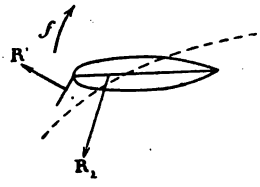


Fig. 99.

3° La facilité plus ou moins grande avec laquelle un navire évolue sous l'action de son gouvernail dépend du rapport entre la pression de l'eau sur le safran et la résistance que cette même eau oppose au mouvement de pivotement du bâtiment : elle dépend donc des dimensions relatives du gouvernail et de la carène; plus le navire est long, plus il rencontre de résistance dans son mouvement de pivotement. On compare généralement la surface du gouvernail S à ce qu'on appelle le *plan de dérive* D : on nomme ainsi l'aire de la portion du plan diamétral du navire comprise en dessous de la flottaison, c'est-à-dire l'aire de la figure plane qui, dans la projection longitudinale du navire, se trouve limitée par la quille et par les contours avant et arrière de la carène; dans la figure 100, le plan de dérive est donc le trapèze mixtiligne ABCD. Mais ce n'est pas seulement l'aire de

ce plan qui influe : sa forme est également fort importante; à égalité de surface de dérive, le diamètre de giration tend à diminuer quand on diminue la différence des tirants d'eau; nous verrons d'autre part l'influence de la forme du plan de dérive au point de vue de la *stabilité de route*.

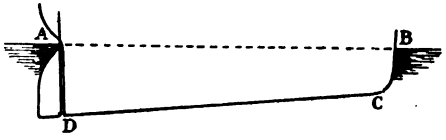


Fig. 100.

4° Quand on met de la barre, la pression que l'eau exerce sur le gouvernail augmente la résistance qui s'oppose à la marche du navire : il en résulte que si on n'augmente pas l'action du propulseur (c'est-à-dire si on conserve la même surface de toile, sur un navire à voiles, ou la même force en chevaux sur un navire à vapeur), le bâtiment se ralentit. Ce ralentissement est naturellement d'autant plus accusé que l'angle de barre est plus grand.

91. Surface ordinairement donnée au gouvernail. — Nous allons donner un certain nombre de valeurs numériques et de résultats expérimentaux relatifs à l'installation des gouvernails et à l'intensité de leur action.

L'élément le plus important à considérer est l'aire du safran. On la proportionne généralement à l'aire du plan de dérive, et le rapport entre ces deux aires, c'est-à-dire $\frac{S}{D}$ est généralement compris entre $\frac{1}{40^e}$ et $\frac{1}{50^e}$, c'est-à-dire entre 0,020 et 0,025. Toutefois on l'augmente quelquefois sur les bâtiments très longs; on trouve

par exemple sur le *Tage* une valeur de 0,030. Mais c'est surtout pour les navires auxquels on veut donner de puissantes facultés d'évolution, comme les canonnières ou garde-côtes cuirassés ou bien les petits canots rapides dits *turnabouts*, qu'on adopte de grandes valeurs de $\frac{S}{D}$: ainsi sur le garde-côtes *Fulminant*, $\frac{S}{D}$ atteint 0,042; sur les canonnières *Flamme et Cocyte* 0,044 et 0,049; sur la *Tempête* 0,051.

92. Influence de la vitesse sur la giration. — Pour que le gouvernail ait une action sensible, il faut que le navire ait une certaine vitesse : un navire sans vitesse ne gouverne pas. Mais passé une certaine limite, l'influence de la vitesse devient assez incertaine. Pour des vitesses moyennes, de 8 à 12 nœuds par exemple sur de grands navires, il semble que pour un angle de barre donné, le rayon de giration change peu quand la vitesse varie : il aurait plutôt tendance à diminuer légèrement quand l'allure s'accélère. Dans ces conditions, la durée de la giration, c'est-à-dire le temps employé pour décrire un cercle complet (élément qui n'est pas moins important à considérer que le diamètre même de ce cercle), diminue quand la vitesse augmente, puisque le chemin total parcouru reste sensiblement le même. Mais ceci n'est vrai que pour les vitesses modérées : pour de très grandes vitesses, le diamètre de giration augmente avec l'allure : ainsi sur le croiseur *Cécile*, on a trouvé un diamètre de giration qui passe de 900 mètres à 1600 mètres environ, avec 30° de barre, quand la vitesse varie de $11^{n},80$ à $17^{n},68$.

93. Relation entre le rayon de giration et le rapport $\frac{S}{D}$. — Aux vitesses de 8 à 12 nœuds, et avec des angles de barre de 34 ou 35°, on trouve que, sur les navires où le rapport de la surface du safran à l'aire du

plan de dérive est voisin de 0,020 à 0,022, le diamètre du cercle de giration est généralement compris entre 5 fois $\frac{1}{2}$ et 6 fois $\frac{1}{2}$ environ la longueur du bâtiment, comme le montre le tableau ci-dessous :

Nom du bâtiment.	Longueur du navire.	Angle de barre.	Rapport du safran au plan de dérive.	Vitesse.	Rapport du diamètre de giration à la longueur du navire
Flandre, frégate cuirassée. .	78m,85	35°	0.022	7nds,00	6,59
Provence — . .	78m,85	35°	0.022	9 00	5,39
Solférino, cuirassé.	86m,00	34°	0.022	9 00	6,59
Duquesne, croiseur	99m,60	35°	0.023	»	5,78
Dubourdieu —	77m,30	34°	0.022	8,40 à 12,29	6,12
Annamite, transport.	105m,60	35°	0.021	10 00	6,13
Dumont d'Urville, aviso. . .	61m,55	35°	0.018	6 à 9.7	6.53

Sur les cuirassés à deux hélices et à faible différence de tirants d'eau, comme *l'Amiral-Baudin, le Hoche, le Terrible,* etc., on trouve des rapports de 5,10 à 5,35 environ.

Si à une faible différence de tirants d'eau s'ajoute une grande surface de safran, on peut obtenir des cercles de très petit diamètre; c'est ce que font voir les chiffres suivants :

Nom du bâtiment.	Longueur du navire.	Angle de barre.	Rapport du safran au plan de dérive.	Vitesse.	Rapport du diamètre de giration à la longueur du navire.
Fulminant.	73m,60	35°	0.042	7nds6, à 12nds	3,50
Flamme	49m,00	35°	0.044	»	3,67
Cocyte	53m,40	35°	0.049	»	3,00
Tempête	73m,60	35°	0.051	9,65 à 11,75	2,13

Le dernier de ces navires nous offre l'exemple d'un rayon de giration réduit pour un grand bâtiment, à deux fois la longueur de la carène. Sur les embarcations dites *turnabout* on a pu descendre jusqu'à 1 fois $\frac{1}{2}$ et même 1 fois la longueur.

Pour les navires à grande vitesse dont nous avons parlé, le rapport du diamètre de giration à la longueur du navire dépasse beaucoup les chiffres ci-dessus, aux grandes allures : sur *le Tage* (où $\frac{S}{D} = 0{,}030$) ce rapport est de 8 environ, à 15 nœuds, avec 32° de barre ; sur *le Cécille* (où $\frac{S}{D} = 0{,}020$) il atteint 13,58 à 17ⁿ68 avec 30° de barre. Si on voulait réduire ces rapports, on serait donc amené, sur ces bâtiments rapides, à augmenter la surface du safran, qui paraît un peu faible pour *le Cécille*.

94. Influence de l'angle de barre sur le diamètre et la durée des girations. — Le diamètre et la durée des girations augmentent quand on diminue l'angle de barre. En désignant cet angle par α, on peut admettre comme une approximation, assez grossière il est vrai, que le diamètre du cercle est inversement proportionnel à $\sin 2\alpha$. Ainsi, si d est ce diamètre pour un angle de barre de 35°, pour un autre angle α, ce diamètre deviendra $d' = d\frac{\sin 70^\circ}{\sin 2\alpha}$. On trouve ainsi :

Pour $\alpha = 25^\circ$	$d' = 1{,}28\ d$
$\alpha = 15^\circ$	$d' = 1{,}88\ d$

A égalité de vitesse, la durée de la giration sera augmentée proportionnellement.

95. Perte de vitesse pendant la giration. — On a vu ci-dessus que l'action du gouvernail, en même temps

qu'elle provoque l'évolution, a pour effet de réduire la vitesse du navire. Si on appelle V cette vitesse lorsque le navire marchait en ligne droite avant la giration, et v la vitesse avec laquelle il décrit son cercle, on trouve qu'avec un angle de barre de 35°, sur un navire dans lequel le rapport $\frac{S}{D}$ est de 0,020 à 0,022 environ, v est en général les 7 à 8 dixièmes de V; la perte de vitesse est d'ailleurs proportionnellement plus forte aux grandes allures qu'aux petites.

Si on augmente $\frac{S}{D}$, la perte de vitesse augmente; ainsi, sur *la Flamme* (où $\frac{S}{D} = 0,044$) on a trouvé, pour $V = 11^{n},25$, $\frac{v}{V} = 0,51$; sur *la Tempête* (où $\frac{S}{D} = 0,051$), $\frac{v}{V}$ varie de 0,50 à 0,43 pour des valeurs de V comprises entre $9^{n},75$ et $11^{n},75$.

Il va sans dire que quand on diminue l'angle de barre, la perte de vitesse est moindre.

96. Effet de l'hélice sur le gouvernail. — L'hélice a un effet spécial sur le gouvernail et sur les girations.

I. Dans les bâtiments à une seule hélice, le gouvernail est toujours placé en arrière de celle-ci qui, dans la marche en avant, tend par conséquent à rejeter l'eau sur la surface du safran : il résulte de là que sur ces navires, dès qu'on met l'hélice en marche et avant même que le bâtiment n'ait encore pris de vitesse, le gouvernail a néanmoins une action sensible pour faire éviter l'arrière, à cause de la poussée qu'exerce sur lui l'eau refoulée par le propulseur. Cette particularité est avantageuse au point de vue des manœuvres sur place, dans les appareillages, les mouillages, les prises du corps mort, etc.

II. Il est généralement admis, conformément à des

expériences déjà anciennes, qu'un gouvernail placé à l'avant des hélices est dans de mauvaises conditions : il travaille dans l'eau aspirée par les propulseurs et le bâtiment gouverne mal. Toutefois, M. Normand a pu récemment construire des torpilleurs doués d'excellentes facultés d'évolution et ayant leur gouvernail sur l'avant des hélices, mais à une certaine distance d'elles ($3^m,50$ à 4 mètres environ).

III. Un navire à une seule hélice a habituellement, par suite de l'influence de celle-ci, un *faux-bord*, c'est-à-dire une tendance à se porter plutôt d'un bord que de l'autre. Le sens de ce faux-bord dépend du sens de rotation de l'hélice. Si celle-ci, vue de l'arrière, tourne dans le sens des aiguilles d'une montre (flèche f, fig. 101) au moment où une aile passe en haut de sa course, elle subit de la part de l'eau une pression dirigée transversalement dans le sens R_1 ; inversement, elle subit, quand elle passe à sa position inférieure, une pression R_2. Il semble au premier abord que ces deux pressions R_1 et R_2 devraient être égales; mais l'expérience démontre que la réaction de l'eau est plus forte sur l'aile la plus immergée, c'est-à-dire que R_2 est plus grand que R_1 : par conséquent l'arrière du navire tend à être rejeté vers tribord, c'est-à-dire que l'hélice favorise la giration sur bâbord. L'effet n'est d'ailleurs pas très sensible : toutefois, sur *le Fulminant*, on a trouvé une différence très nette d'environ 10 % entre les diamètres de giration sur bâbord et sur tribord (bâbord < tribord).

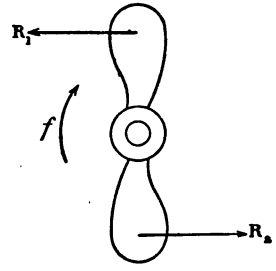


Fig. 101.

Il suit évidemment de là que sur un bâtiment à une seule hélice, si celle-ci tourne dans le sens des aiguilles

d'une montre (ce qui est le cas ordinaire), il faudra porter légèrement le gouvernail sur tribord pour se maintenir en ligne droite. L'inverse aurait lieu si l'hélice tournait dans l'autre sens.

IV. Quand il y a deux hélices, elles tournent d'ordinaire en sens inverse; si donc elles sont bien identiques et tournent avec la même vitesse, il n'y a plus de faux-bord.

Si l'une des hélices est en marche et l'autre stoppée, le navire évolue, mais en général sur un cercle de très grand diamètre et avec une grande lenteur, parce que la poussée de l'hélice est à peu près parallèle à l'axe du bâtiment et s'exerce suivant une droite qui passe assez près du centre de gravité du navire. Ceci fait comprendre pourquoi on peut faire route dans de bonnes conditions, sur un navire à deux hélices, en marchant avec une seule : il suffit de donner un peu de barre pour compenser l'action déviatrice du propulseur et se maintenir en ligne droite, et il reste encore de part et d'autre un angle de barre disponible, suffisant pour qu'on puisse gouverner convenablement.

Si on met une hélice en avant et l'autre en arrière au même nombre de tours, le navire tourne sensiblement sur place, mais pas rigoureusement : en effet, il n'y a pas égalité d'action entre les deux propulseurs, car l'un attaque l'eau par la face et l'autre par le dos des ailes; en outre, ils ne reçoivent pas l'eau de la même manière, car l'un est du bord extérieur et l'autre du bord intérieur au cercle de giration; pour ces diverses raisons, au lieu de pivoter sur place, le navire décrit en général un petit cercle. Le temps employé dans ces conditions pour faire changer le cap du navire de 360° est d'ordinaire un peu plus long que la durée d'une giration à 35° de barre, avec les deux hélices en avant, à la même vitesse. Il n'y a cependant rien d'absolu : ainsi sur le cuirassé

anglais *Captain*, avec les deux hélices tournant dans le même sens à une certaine vitesse, on effectuait une évolution en 5′ 24″; à la même allure, mais avec une machine en avant et l'autre en arrière, on tournait sur place en 6′52″. *Le Tage* à l'allure de 43 tours environ, avec 32° de barre et les deux machines en avant, évoluait en 13′11″; avec une machine en avant et l'autre en arrière, il tournait sur place en 11′ 30″.

Un point à noter est le suivant : alors même que le navire tourne ainsi sur place par l'action contrariée de ses deux propulseurs, bien que la vitesse soit nulle, le gouvernail a cependant une action sensible, et en mettant de la barre dans le sens convenable, la durée de la rotation diminue. Il y a donc intérêt à se servir du gouvernail, même dans ce cas.

97. Stabilité de route d'un navire. — On nomme *stabilité de route* d'un navire la faculté plus ou moins grande qu'il possède de se maintenir en ligne droite quand il est en marche et de résister aux causes qui tendent à le faire dévier de sa route. Cette faculté dépend de ses dimensions; toutes choses égales d'ailleurs, un navire long et à grand plan de dérive a plus de stabilité de route qu'un navire court ou à faible surface immergée. Elle dépend en outre du rapport entre les surfaces des parties avant et arrière du plan de dérive. En augmentant la différence des tirants d'eau, c'est-à-dire en développant la partie immergée de l'arrière, on augmente la stabilité de route; le navire tend alors, en effet, à être ramené dans la direction de sa route par la pression de l'eau, comme l'est une flèche par la pression de l'air sur la plume qui garnit son extrémité arrière, ou comme une girouette tend à être maintenue dans le lit du vent par l'action de celui-ci sur la portion de sa surface qui est en arrière de son axe de rotation; plus on développe cette partie, plus l'action est énergi-

que et immédiate. Si au contraire on augmentait l'importance de la partie avant, si par exemple on plaçait la plume d'une flèche près de sa pointe, on voit aisément que dès qu'une légère déviation se produirait, la pression de l'air aurait pour effet de l'augmenter.

Quand on veut doter un navire d'une grande puissance d'évolution, on sait qu'il faut lui donner peu ou point de différence en même temps qu'on augmente son gouvernail; si en outre le navire est un peu gros de l'avant, de façon que la pression de l'eau tende à se reporter vers cette extrémité, toutes ces causes agissent concurremment pour développer les facultés giratoires du bâtiment : c'est ce qui arrive par exemple pour les garde-côtes type *Fulminant, Tempête,* etc. Mais ces qualités giratoires sont corrélatives d'un défaut, qui est l'instabilité de route; ces navires ont quelque peine à se maintenir en ligne droite et tendent, sous de très légères influences, à serpenter autour de la direction qu'ils veulent suivre; on arrive néanmoins très bien à les gouverner, mais à la condition de les manœuvrer avec quelques précautions et en ne donnant que de petits angles de barre, sans à-coups brusques.

On obtient de même de belles facultés giratoires sur les *turnabouts* en réduisant au minimum toute la partie arrière du plan de dérive.

98. Quelques remarques pratiques relatives à la manœuvre. — Nous avons dit que quand un bâtiment parcourt sa courbe de giration, son avant s'oriente à l'intérieur du cercle GG (fig. 102) décrit par son centre de gravité. Il suit de là que si du centre O de ce cercle, on abaisse une perpendiculaire sur le plan de symétrie du navire, le pied P de cette perpendiculaire se trouve dans la région avant de celui-ci, en un point qui, avec les valeurs ordinaires de la dérive, est généralement assez voisin de l'extrémité avant. Le cercle, de

rayon OP, décrit par le point P du navire, est à chaque instant tangent à l'axe de celui-ci, dans ses différentes positions successives. Il en résulte que pour un observateur placé en P, la route restera toujours dirigée suivant l'axe du navire ; il n'en serait pas de même pour un observateur placé en tout autre point, par exemple en g, car en ce point, la direction de l'axe fait un certain angle avec la direction de la route : or il peut résulter de là des erreurs d'appréciation, car on est naturellement enclin à s'imaginer que le navire fait route suivant son axe. Il y a donc intérêt à reporter les postes de manœuvre, passerelles, etc., vers l'avant du bâtiment, et cela indépendamment de la facilité qui en résulte pour découvrir tout ce qui se trouve sur la route du navire.

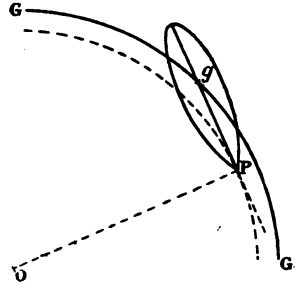


Fig. 102.

Il va sans dire que si le poste de commande est en P, le manœuvrier ne devra jamais perdre de vue qu'il traîne derrière lui toute une partie du navire qui, dans une giration, balaiera en dehors de la courbe décrite par le point P un espace qui peut être assez considérable si le bâtiment est long.

Il ne faut pas oublier non plus le phénomène que nous avons signalé (§ 90,1°) comme se produisant au début de l'évolution : si par exemple un navire, marchant dans la direction AB (fig. 103), veut éviter un obstacle qui se trouve à bâbord de sa route, mais donne trop tard son coup de barre pour venir sur tribord, il pourra arriver que le navire, se portant d'abord sur bâbord en même temps qu'il commence à s'orienter, se trouve rejeté sur

le danger, tandis qu'il l'eût évité peut-être en continuant sa route directe.

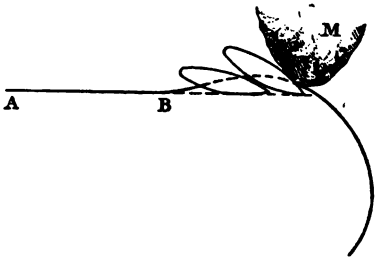


Fig. 103.

99. Forme des gouvernails. — On rencontre des formes très diverses de gouvernails. Dans les navires à voiles de grande taille, à étambot vertical, le safran a pour hauteur le tirant d'eau arrière et sa largeur va généralement en croissant depuis le haut jusqu'au pied (fig. 104).

Sur les navires à voiles de petites dimensions, l'étambot a parfois une forte *quête,* c'est-à-dire une forte incli-

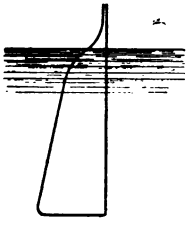


Fig. 104.

Fig. 105.

naison et on adopte souvent un profil analogue à celui de la fig. 105, dans lequel la plus grande largeur est voisine de la flottaison. Il est démontré par l'expérience que c'est la partie inférieure du gouvernail qui a la plus

forte action : la première des deux formes ci-dessus est donc plus rationnelle que la seconde et donnera, à égalité de surface et pour un même angle de barre, un plus grand effet.

Sur les navires à roues, ou à une hélice renfermée dans une cage, ou à deux hélices, le gouvernail est souvent de la forme représentée par la fig. 106, avec *aiguillots* (ou pivots) s'engageant dans des *femelots* (ou gonds) portés par l'étambot arrière.

Fig. 106.

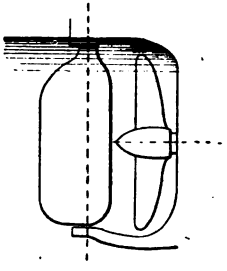


Fig. 107.

Souvent aussi, l'étambot arrière est supprimé (fig. 107) et le gouvernail est suspendu par sa mèche, tandis que son pied porte un tourillon qui vient s'engager dans une crapaudine disposée à l'extrémité du *talon de quille*, c'est-à-dire du prolongement arrière de la quille. L'axe de la mèche du gouvernail ne coïncide plus alors avec l'arête avant du safran, mais partage la surface de celui-ci en deux parties inégales, dont la plus petite est sur l'avant de la mèche. On dit alors que le gouvernail est *compensé;* nous verrons ci-après le but de cette disposition. La forme d'un gouvernail compensé peut d'ailleurs être assez variable. Sur les navires de guerre modernes, l'arête supérieure du gouvernail est généralement en contre-bas de la flottaison de façon à être protégée contre les projectiles (fig. 108).

Enfin on rencontre sur certains navires des gouvernails dits *à ailerons* dans lesquels le safran, porté par l'étambot, est compensé par une portion de surface ABC (fig. 109) disposée sur l'avant de l'axe, au-dessous de la quille.

Nous étudierons dans la *Mécanique du navire, partie*

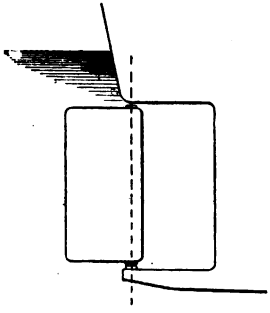


Fig. 108.

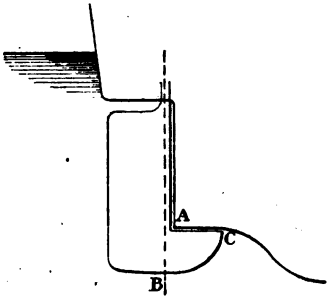


Fig. 109.

pratique, la construction des gouvernails, leur installation, la disposition de leurs organes de manœuvre, etc.

100. Effort nécessaire pour la manœuvre; but des gouvernails compensés. — Disons seulement quelques mots de l'effort nécessaire pour faire tourner le safran. Nous avons vu que la pression R′ que l'eau exerce sur le gouvernail (pression dont nous avons appris à calculer la valeur) est appliquée en un point dont la distance l à l'arête avant du safran (fig. 110) est comprise entre 0,20 AB et 0,50 AB suivant l'angle i. Il suit de là que si l'axe de la mèche est situé à l'avant du gouvernail (gouvernail non compensé), l est le bras de levier avec lequel la pression R′ agit sur le safran, c'est-à-dire que le moment de cette pression est $R' \times l$, et, pour manœuvrer le gouvernail, il faudra exercer sur la barre un effort dont le moment équilibre celui-ci.

On réduit beaucoup cet effort en compensant le safran,

c'est-à-dire en plaçant son axe de rotation à une certaine distance l' de l'arête avant (fig. 111). Dans ce cas, pour le même angle de barre que précédemment, le bras de levier de l'effort R′ n'est plus que $l—l'$ et son moment $R' \times (l—l')$: il est donc bien diminué. La limite de la valeur qu'on peut donner à l' doit être telle que le point d'ap-

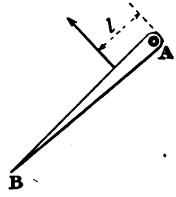


Fig. 110.

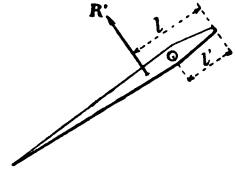


Fig. 111.

plication de R′ ne passe jamais sur l'avant de la mèche, car alors le gouvernail tendrait à se mettre de lui-même en travers : cette limite serait donc $\frac{1}{5}$ de la largeur pour un gouvernail rectangulaire mince. Dans la pratique, la fraction de compensation possible varie avec la forme du gouvernail et on trouve des valeurs comprises entre 0,16 et 0,25 pour le rapport entre l'aire de la portion du gouvernail située sur l'avant de la mèche et son aire totale.

On reproche aux gouvernails compensés d'être un peu moins puissants qu'un gouvernail ordinaire, à égalité de surface, et d'opposer à la marche, quand on donne de la barre, une résistance plus forte.

101. Gouvernails doubles, gouvernails auxiliaires. — Certains bâtiments à deux hélices ont deux gouvernails, un derrière chaque hélice.

Dans quelques cas, on a installé à l'avant des propulseurs des gouvernails auxiliaires qui viennent en aide au gouvernail proprement dit, se substituant à lui en cas d'accident, et servant surtout efficacement dans la mar-

che en arrière (il est à noter en effet que dans cette marche, le gouvernail ordinaire se trouve placé par rapport à l'hélice comme le serait dans la marche avant, un gouvernail situé immédiatement sur l'avant du propulseur : son efficacité est donc très réduite). La figure 112 représente la disposition des *turnabouts* de M. White,

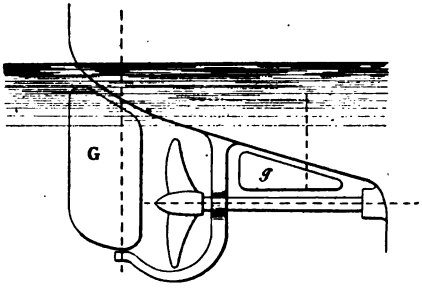


Fig. 112.

dans lesquels G est le gouvernail principal et *g* le gouvernail auxiliaire.

Quelques torpilleurs ont reçu un gouvernail supplémentaire placé sous la quille, à l'avant du milieu, et pouvant être descendu ou au contraire remonté à l'intérieur d'une sorte de puits ménagé dans les carlingues.

Sur d'autres navires, on a placé des gouvernails auxiliaires à l'avant : cela existe surtout sur les navires *amphidromes*, c'est-à-dire marchant indifféremment dans les deux sens, pour éviter la nécessité de se retourner et pour faciliter les évolutions dans les rivières, les passes étroites, etc.

On peut se demander à cette occasion pourquoi, sur un bâtiment ordinaire, on ne place pas le gouvernail plutôt à l'avant qu'à l'arrière. Il y a à cela de nombreuses objections : le gouvernail à l'avant est beaucoup plus exposé à être endommagé par un choc ou par un coup de

mer; il est plus difficile à loger sous l'eau et à protéger; il paraît devoir opposer à la marche une résistance beaucoup plus grande, car il reçoit directement l'eau, etc.

102. Bande du navire pendant les girations. – Quand un navire décrit son cercle de giration, la force centrifuge due au mouvement circulaire tend à coucher le bâtiment en dehors de son cercle, car elle rejette vers l'extérieur tous les points de navire, et comme les points au-dessus de l'eau sont libres de céder à cette action tandis que les points immergés éprouvent une résistance de la part de l'eau, le navire incline comme sous l'effet d'une traction s'exerçant sur les mâts, de dedans en dehors du cercle de giration.

Cet effet est contre-balancé par celui de la poussée de l'eau sur le gouvernail, poussée qui s'exerce également de dedans en dehors du cercle, mais dans la partie inférieure du navire, en sorte qu'elle tend à incliner celui-ci en dedans du cercle. Généralement, quand la giration est établie, le premier effet est prépondérant et le navire incline vers l'extérieur de son cercle. Toutefois l'effet inverse s'est produit sur certains torpilleurs.

C'est d'ailleurs toujours cet effet inverse qui a lieu au début de l'évolution, car à ce moment-là, le navire n'ayant pas encore commencé à tourner, la force centrifuge est nulle, tandis qu'au contraire la pression sur le gouvernail est très forte, surtout si l'on manœuvre très rapidement la barre. On a vu quelquefois des navires peu stables prendre, sous l'effet de cette pression de l'eau sur le gouvernail au début de l'évolution, des bandes inquiétantes; il est donc indiqué de ne manœuvrer le gouvernail, sur ces navires, qu'avec lenteur et en ne donnant que les angles de barre strictement nécessaires.

CHAPITRE X.

Résistance des carènes et propulsion.

103. Complexité du problème de la résistance des carènes. — La détermination de la résistance qui s'oppose au mouvement d'un navire dans l'eau est un des problèmes les plus importants de la *Théorie du navire ;* c'est en même temps l'un des plus difficiles. La théorie ne fournit en réalité aucune indication sérieuse à ce sujet et il faut recourir exclusivement à l'expérience. La question est fort complexe ; la résistance que le corps en mouvement rencontre dans sa marche tient en effet à diverses causes.

Quand un corps tel que M (fig. 113) avance au sein

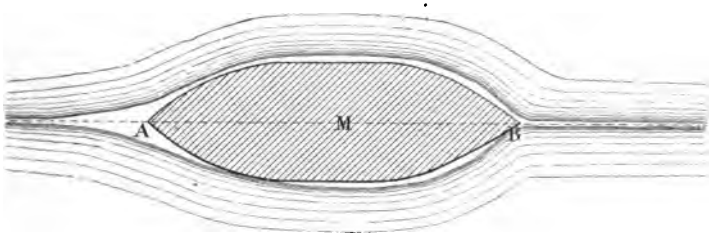


Fig. 113.

d'un liquide dans le sens AB, il faut tout d'abord que pour se faire un chemin, il écarte transversalement le liquide dont les molécules ne peuvent passer de l'avant à

l'arrière qu'en suivant des trajectoires courbes ; la forme de ces trajectoires est variable suivant la forme du corps, mais on conçoit que pour deux corps semblables, plus la masse d'eau déviée est grande, plus la résistance est forte ; il y a donc une première résistance qui doit croître avec la section transversale du corps et qui constitue ce qu'on appelle la *résistance directe*. En même temps, le liquide, en frottant sur la surface de la carène, donne naissance à une autre résistance qui dépend de la nature et du poli de cette surface et qu'on nomme *résistance de frottement*. De plus, l'eau n'est pas déviée seulement dans le sens transversal : il se produit à l'avant et à l'arrière du corps des vagues qui le suivent dans sa marche et dont la formation et l'entretien correspondent à une certaine dépense de travail ; ce travail ne peut être fourni que par la force même qui provoque la propulsion du navire ; il y a donc là une nouvelle cause de résistance, la *résistance de formation des vagues*. Ajoutons encore les remous et mouvements tumultueux du liquide au voisinage de la carène, principalement dans les régions où celle-ci présente des formes angulaires ou discontinues; la résistance de l'air sur le fardage du bâtiment, etc., etc.

104. Résistance de quelques solides géométriques. — 1° *Plan mince*. Nous avons déjà indiqué, dans le chapitre précédent, la valeur de la résistance pour un plan mince qui se déplace dans l'eau dans une direction perpendiculaire à sa surface. Cette résistance, pour des valeurs modérées de la vitesse, est approximativement :

$$R = 65^k \times S\ V^2$$

S étant la surface du plan en mètres carrés et V sa vitesse par seconde, en mètres.

Dans le cas d'un plan infiniment mince qui se déplace parallèlement à sa surface (par exemple une planche très mince qu'on tire dans le sens de sa longueur), la résistance, qui est alors uniquement une résistance de frottement, peut aussi se représenter approximativement par une formule de la forme :

$$R' = K \times S' V^2$$

en désignant par S', l'aire de la surface mouillée du plan, c'est-à-dire l'aire des deux faces latérales de la planche en mètres carrés, par V la vitesse en mètres par seconde et par K un coefficient qui dépend de la nature de la surface frottante et qui a, par exemple, les valeurs suivantes :

Pour du fer peint à neuf au minium.....	0^k188
Cuivre parfaitement poli.....	0.130
Planche polie et peinte.....	0.185
Bordage scié.....	0.296
Bordage raboté.....	0.176
Surface métallique recouverte d'herbes très fines et de petits coquillages	0^k850 à 1.100

Ces chiffres montrent qu'une carène en fer résiste plus à la marche qu'une carène doublée en cuivre. Ils font voir en outre l'influence de la salissure, même faible. Au fur et à mesure que les herbes et les coquillages se développent, cette influence augmente très rapidement et, d'après certains auteurs, elle peut aller jusqu'à multiplier par 8 la résistance d'une carène et faire perdre de la sorte à un navire plusieurs nœuds de vitesse.

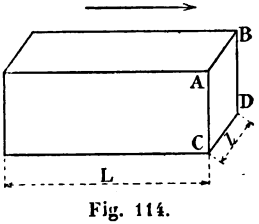


Fig. 114.

2° *Parallélipipède.* — Pour un parallélipipède rectangle qui se déplace perpendiculairement à une de ses faces ABCD (fig. 114) la résistance est la somme de deux termes, savoir : 1° une

résistance de frottement qu'on calculera d'après la formule ci-dessus, en désignant par S′ la somme des aires des quatre faces latérales du solide; 2° une résistance directe; cette dernière est toujours plus petite que celle d'un plan mince qui aurait pour aire ABCD ou S et on peut la représenter par $K \times 65^k \times SV^2$, K étant un coefficient < 1, dont la grandeur dépend du rapport de la longueur L du prisme à sa largeur l, comme l'indiquent les chiffres ci-dessous, déduits d'expériences de Beaufoy :

Pour $\frac{L}{l} = 1$ (cube)..... $K = 0,95$

$\frac{L}{l} = 10$..... $K = 0,86$

$\frac{L}{l} = 17,3$ et au-dessus..... $K = 0,75$

3° *Cylindre.* — Les résultats sont sensiblement les mêmes avec un cylindre droit (fig. 115) remorqué parallèlement à ses génératrices; toutefois, la résistance paraît légèrement moindre pour ce cylindre (section droite circulaire) que pour un prisme à section droite polygonale.

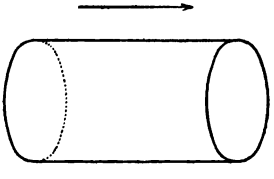


Fig. 115.

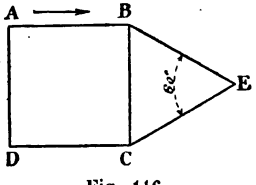


Fig. 116.

4° *Parallélipipèdes avec poupes et proues prismatiques.* — L'addition d'une poupe prismatique à l'avant d'un parallélipipède l'aide à fendre l'eau et par suite diminue sa résistance à la marche; ainsi, si l'on ajoute à l'avant d'un cube ABCD (fig. 116) une proue

formée de deux plans faisant entre eux un angle BEC égal à 60°, la résistance n'est plus que les $\frac{65}{100}$ de la résistance du cube seul.

L'addition d'une poupe prismatique agit dans le même sens : cela tient à ce que quand le corps mobile est coupé droit à l'arrière, les filets liquides qui ont été écartés par son passage ne se réunissent pas immédiatement derrière lui, mais à une certaine distance, comme le représente la figure 117, et il se forme une

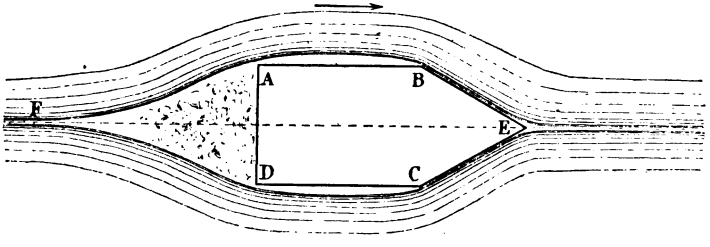


Fig. 117.

sorte de poupe liquide ADF dans laquelle se produisent des tourbillons et des remous, qui occasionnent des pertes de force vive et par suite une augmentation de la résistance. En donnant à l'arrière du solide une forme se rapprochant de ADF, on arrive à supprimer ou

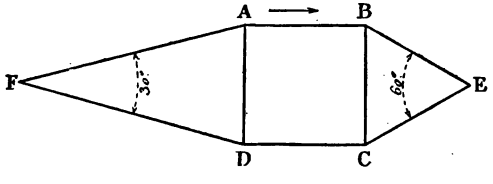


Fig. 118.

du moins à diminuer ces remous et il en résulte un bénéfice sensible; ainsi un solide constitué par un cube muni d'une proue de 60° et d'une poupe de 30° (fig. 118)

a une résistance qui n'est que les $\frac{81}{100}$ environ de celle du même cube muni seulement de sa proue.

5° *Solide de formes continues.* — Si aux formes anguleuses dont nous venons de parler on substitue des formes analogues, mais continues (fig. 119), de façon

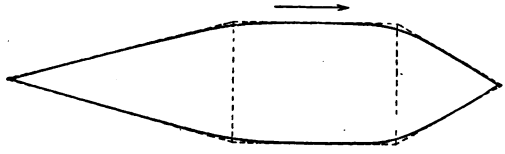


Fig. 119.

à supprimer les angles vifs, la résistance est d'ordinaire très notablement réduite : cela tient à la suppression ou à la diminution des remous qui se produisent toujours au voisinage des changements brusques de direction. La parfaite continuité des formes est une des circonstances les plus importantes au point de vue de la résistance des carènes : il faut éviter les changements brusques de courbure, non seulement dans le sens des lignes d'eau (sections horizontales), mais aussi dans le sens des sections longitudinales et dans le sens transversal ; et, à égalité de surface, des couples de formes arrondies comme celle du croquis 2 (fig. 120) seront vraisembla-

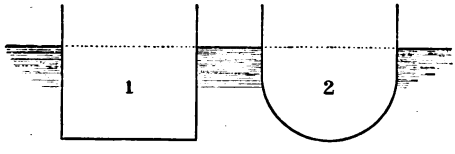


Fig. 120.

blement plus avantageux que des couples rectangulaires à arêtes vives, comme celui que représente le croquis 1.

6° *Solides géométriques divers.* Voici encore quelques autres résultats numériques :

Une *sphère complète* a une résistance qui est environ les $\frac{2}{5}$ de celle d'un plan mince égal à la section méridienne de la sphère. Un *hémisphère* se déplaçant du côté plan a une résistance un peu plus faible que celle de ce plan mince.

Pour un *cône circulaire droit*, le rapport entre la résistance du côté de la pointe et la résistance du côté de la base dépend de l'angle au sommet; on a trouvé les valeurs suivantes :

Quand l'angle au sommet est égal à	90°	le rapport est	0,69
—	60°	—	0,54
—	50°	—	0,43

Pour un *demi-cylindre circulaire*, le rapport entre les résistances du côté convexe et du côté plan est environ 0,57.

Pour un *flotteur cylindrique ogival* formé par deux arcs de cercle AC et BC (fig. 121) faisant entre eux un

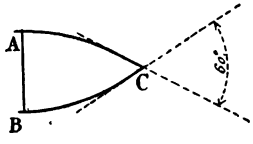


Fig. 121.

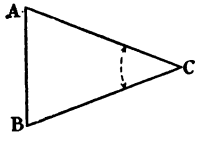


Fig. 122.

angle de 60°, le rapport entre les résistances du côté de la pointe et du côté de la base AB est 0,39.

Pour un prisme triangulaire (fig. 122), le même rapport dépend de l'angle C.

Pour C =	60°,	le rapport est	0,72
— C =	45	—	0,52

105. Résistance d'un navire remorqué. — Pour un navire de formes ordinaires, remorqué à de faibles vitesses (5 à 7 nœuds par exemple), on calcule quelquefois la résistance au remorquage au moyen d'une formule approximative qui suppose que cette résistance est proportionnelle : 1° à l'aire du maître-couple B^2; 2° au carré de la vitesse V. Cette résistance a donc pour expression :

$$R = K \times B^2 V^2$$

B^2 étant exprimé en mètres carrés, V étant la vitesse en mètres par seconde et K un coefficient qui dépend de la grandeur du bâtiment remorqué, de la finesse de ses formes, etc.; la valeur moyenne de K est généralement d'environ 5 kilos. Voici du reste quelques chiffres d'expérience :

Nom du navire remorqué.	Aire du B² immergé.	Vitesse de remorquage (en mètres par seconde).	Valeur du coefficient K.
	mq.	m.	k.
Forte (goëlette marchande).....	13,50	2,60	5,66
Fabert (brick).....	16,11	2,55	4,91
Pingouin (ancien aviso).....	7,57	2,70	5,04
Marceau (id.).....	15,00	3,80	4,59
Pélican (id.).....	11,55	3,76	5,20
Sphinx (ancien paquebot).....	24,00	3,00	4.45
Duperré (vaisseau de ligne).....	72,50	1,56	3,06
	Moyenne de K.....		4k70

D'ordinaire, K diminue quand la finesse des formes augmente. Il est plus faible pour un gros bâtiment que pour un petit et il augmente quand la vitesse de remorquage augmente, ce qui indique que la résistance croît plus vite que le carré de la vitesse.

Au lieu de supposer la résistance proportionnelle à l'aire de la portion immergée du maître-couple, on la suppose souvent proportionnelle à la surface mouillée de

la carène S_1 ; la formule donnant la résistance est alors :

$$R = K_1 \times S_1 V^2$$

Comme S_1 est difficile à calculer d'une façon exacte, on l'évalue approximativement soit par la formule de M. Normand donnée au § 18, soit par la formule suivante :

$$S_1 = 0{,}70\ (l+2t)\ L$$

dans laquelle l est la largeur de la carène au maître-couple
t le tirant d'eau moyen
L la longueur du navire à la flottaison.

C'est au moyen de cette formule qu'ont été calculées les valeurs de S_1 indiquées dans le tableau ci-après, qui renferme un certain nombre de valeurs expérimentales de K_1 et fait voir qu'en moyenne ce coefficient est voisin de $0^k,200$.

Nom du navire remorqué.	Surface mouillée de la carène S_1	Vitesse de remorquage (en mètres par seconde). V.	Valeur du coefficient K_1
	mq.	m.	k.
Forte	159,00	2,60	0,431
Fabert	327,00	2,55	0,242
Pingouin	219,00	2,70	0,174
Marceau	383,00	3,80	0,179
Pélican	343,00	3,76	0,175
Sphinx	497,00	3,00	0,215
Duperré	1075,00	1,56	0:206
	Moyenne de K^1		0,239

D'autres formules diverses et plus ou moins compliquées ont été proposées pour tenir compte, dans une plus large mesure, des formes de la carène. Ces formules ne donnent en général qu'une approximation assez

grossière, surtout quand elles supposent, comme les précédentes, que la résistance est proportionnelle au carré de la vitesse : cette loi est en effet très loin d'être exacte ; dès qu'on dépasse des vitesses de 7 ou 8 nœuds, la résistance croît beaucoup plus vite que le carré de la vitesse. En outre, dans des formules telles que celles dont nous parlons (formules qui, pour être d'un emploi pratique, doivent être simples et ne renfermer qu'un petit nombre de termes), il est impossible de tenir compte de toutes les particularités de la forme du navire.

106. Puissance nécessaire pour la propulsion d'un navire. Utilisation. — La question devient bien plus complexe encore si on envisage non plus le navire remorqué, mais le navire en mouvement sous l'action d'un propulseur, tel que roues ou hélice, qui prend son point d'appui sur l'eau. En effet, à la résistance même de la coque s'ajoute alors la résistance due à la présence du propulseur et au mouvement que son action communique au liquide. Avec une hélice par exemple, il se produit, lorsque celle-ci tourne dans le sens de la marche en avant, un appel d'eau de l'avant vers l'arrière, et les choses se passent comme si le navire, au lieu de se déplacer dans une eau immobile, marchait contre un courant. La résistance correspondant à une vitesse V est donc plus grande que lorsqu'on remorque simplement le navire avec cette vitesse V, dans une eau tranquille. L'intensité du courant dû à l'action de l'hélice dépend de la grandeur de celle-ci, de ses proportions, de sa position par rapport à la carène, des formes de cette dernière, etc.

Une nouvelle inconnue s'introduit encore quand on cherche quelle est la puissance en chevaux qu'il faut donner à la machine pour communiquer au bâtiment la vitesse V ; car on ignore le *rendement* de l'ensemble de la machine et du propulseur, c'est-à-dire la fraction du travail total de la machine qui est réellement utilisée

pour faire avancer le navire : ce rendement dépend à la fois 1° de la machine (qui perd une certaine quantité de travail en frottements, vibrations, ébranlements, etc.), 2° du propulseur (qui, en même temps qu'il exerce sur son palier de butée la poussée nécessaire pour faire avancer le navire, provoque dans l'eau des tourbillonnements, remous, etc., d'où résultent des pertes de force vive).

On ne sait rien d'absolument précis sur les divers points que nous venons de signaler. Il est cependant indispensable de pouvoir calculer à l'avance la force de la machine d'un navire. Voici comment on procède :

Admettons, comme une première approximation, que la résistance à la marche du bâtiment, sous l'action de son hélice, soit proportionnelle à l'aire du maître-couple B^2 et au carré de la vitesse, c'est-à-dire qu'elle soit représentée par

$$R = K \times B^2 V^2$$

Cette résistance est dirigée dans le sens de la longueur du navire; en une seconde, le déplacement de son point d'application est égal au chemin parcouru par celui-ci, c'est-à-dire à V; donc le travail de la résistance en une seconde est :

$$\text{Travail de } R = K \times B^2 V^3$$

Soit F la force en chevaux développée sur les pistons de la machine; le travail correspondant produit par seconde est :

$$\text{Travail moteur} = 75^{kgm} \times F$$

Mais il n'y a qu'une fraction de ce travail réellement utilisée pour la propulsion, en sorte que l'on a :

$$\text{Travail moteur utilisé} = \alpha \times 75^{kgm} \times F$$

α étant < 1.

Le travail moteur utilisé et le travail de la résistance

doivent être égaux, quand le mouvement uniforme est établi; on a donc :

$$K \times B^2 V^3 = \alpha \times 75^{kgm} \times F$$

ou, en remplaçant la vitesse V en mètres par la vitesse v en nœuds ($V = 0,514 \times v$),

$$K \times B^2 v^3 \times (0,514)^3 = \alpha \times 75^{kgm} \times F$$

ou, enfin

$$v^3 = \frac{\alpha \times 75}{K \times (0,514)^3} \times \frac{F}{B^2}$$

On désigne généralement par m^3 le coefficient $\frac{\alpha \times 75}{K \times (0,514)^3}$ en sorte que finalement on obtient :

$$v = m \sqrt{\frac{F}{B^2}} \qquad (1)$$

m est ce qu'on appelle le *coefficient d'utilisation* du navire. Pour un bâtiment donné, ce coefficient n'est pas constant : cela tient d'une part à ce que le rendement α de la machine peut varier avec son allure, d'autre part à ce que la résistance n'est pas en réalité proportionnelle à V^2 et que par conséquent K n'est pas constant; m varie donc sur un navire en fonction de la vitesse. Le sens de cette variation est le suivant : m croît d'abord quand la vitesse augmente, atteint un maximum pour une vitesse moyenne qui, pour la plupart des navires de dimensions ordinaires, est voisine de 12 nœuds, mais qui recule vers 14 à 15 nœuds pour des bâtiments rapides, longs et fins. Au delà de cette vitesse, m diminue, en sorte que si on porte en abscisses les valeurs de la vitesse et en ordonnées les valeurs de m, on obtient une courbe analogue à celle que représente la figure 123.

Pour de petits bâtiments très fins et extrêmement rapides, tels que les torpilleurs, on observe qu'après avoir diminué par exemple jusqu'à 20 ou 21 nœuds, le coefficient d'utilisation recommence à augmenter de nouveau.

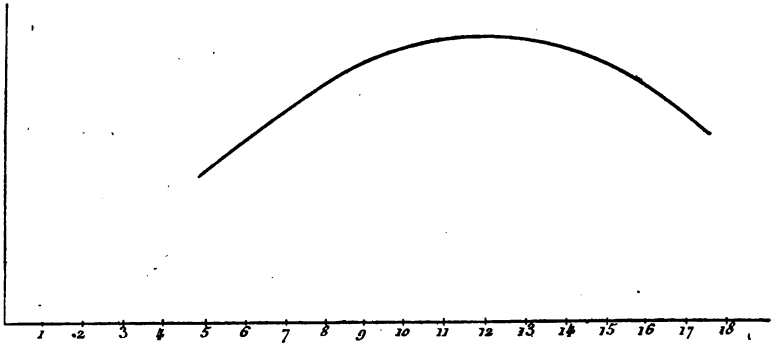


Fig. 123.

Des expériences faites sur des modèles de grands navires semblent démontrer qu'il en serait de même pour eux, mais à des vitesses énormes (40 ou 50 nœuds par exemple pour un grand croiseur); pratiquement donc, après qu'on a passé le premier maximum de la courbe, on peut admettre que leur coefficient d'utilisation diminue progressivement quand la vitesse augmente.

Si maintenant on envisage des navires différents, on trouve qu'en général le coefficient d'utilisation diminue avec la grandeur du navire; il dépend en outre des formes de la carène, de l'hélice, etc.; aucune considération théorique, ni même aucune formule empirique ne permettent de déterminer *à priori* d'une façon sûre les valeurs de m pour un navire nouveau; il faut procéder par comparaison avec un bâtiment déjà essayé, ayant des dimensions et des formes analogues à celles du navire nouveau et adopter pour celui-ci à peu près les

mêmes valeurs que celles qui ont été trouvées par expérience sur le bâtiment type. Il est donc intéressant de connaître à l'avance un grand nombre de valeurs du coefficient m pour divers navires, de formes et de dimensions variées. Quand on établit des comparaisons de cette nature, il faut avoir soin de séparer les navires en fer des navires en bois doublés en cuivre, les navires à hélices des navires à roues, les navires à une seule hélice des navires à deux hélices.

Il faut également tenir compte de la grandeur du bâtiment, car le coefficient m, qui est de 2,3 à 2,5, pour un petit canot à vapeur, atteint 4 à 4,20 pour un cuirassé, un grand croiseur ou un grand paquebot, en passant par tous les intermédiaires. Nous ne saurions citer de chiffres à ce sujet, car de semblables renseignements n'ont de valeur qu'à la condition d'être très nombreux, très détaillés, et nous serions ainsi entraînés en dehors des limites de cet ouvrage.

107. Coefficient d'utilisation anglais. — Souvent, au lieu d'envisager le coefficient d'utilisation sous la forme que nous avons indiquée, on le prend autrement, en remplaçant B^2 par la racine cubique du carré du déplacement P du navire, c'est-à-dire qu'on écrit :

$$v = m_1 \sqrt[3]{\frac{F}{\sqrt[3]{P^2}}}$$

P étant le déplacement exprimé en tonneaux métriques.

Sous cette forme, le coefficient m_1 paraît varier moins que m quand on passe d'un navire à un autre. Voici quelques valeurs relatives à des bâtiments en fer, à une ou à deux hélices :

	Déplacement P.	Puissance en chevaux F.	Vitesse en nœuds v.	Valeur de m_1
	tx.	ch.	n.	
Torpilleur français, n° 152..	74	1,408	24,45	5,67
Cushing (anglais).....	913	1,700	24,30	5,55
Leda (anglais).....	735	4,500	21,00	5,51
Vesuvius (anglais).....	771	3,712	21,42	6,06
Rattlesnake (anglais).....	525	2,718	18,78	5,41
Condor (français).....	1,272	3,582	17,78	5.69
Milan (français).....	1,550	3,400	17,27	5,88
Barrosa (anglais).....	1,580	3,116	16,87	5,93
Forbin (français).....	1,848	6,022	20,63	5,98
Medusa (anglais)....	2,800	6,300	18,00	5,69
Iris (anglais).....	3,290	7,714	18,57	5,68
Cécille (français).....	5,501	10,480	19,17	5,89
Lepanto (italien).....	14,860	16,150	18,38	6,15
Hoche (français).....	10,902	10,912	15,92	5,67

Il va sans dire que pour un navire donné, le coefficient m_1 est, comme le coefficient m, fonction de la vitesse et qu'il varie exactement de la même manière.

108. Propulsion par voiles. Surface de voilure. Stabilité sous voiles. — Terminons en disant quelques mots de la propulsion par voiles.

I. Dans ce cas, on ne cherche plus à calculer la puissance en chevaux que représente l'effort de propulsion : on se contente d'établir une proportion convenable entre la *surface totale de la voilure* et les dimensions du navire qui déterminent la grandeur de la résistance; c'est d'après cette proportion qu'on juge de la puissance plus ou moins grande du propulseur et que l'on compare entre eux les différents navires.

Mais pour que cette comparaison soit légitime, il faut que la surface de voilure soit calculée toujours de la même manière. Dans la Marine militaire, on procède de la façon suivante :

1° On ne tient compte, pour le calcul de la surface théorique de voilure, que des voiles *majeures*, c'est-à-

dire les basses voiles, les huniers, les perroquets, la brigantine et le grand foc.

2° L'aire de chaque voile est calculée sans tenir compte de la forme plus ou moins courbe de sa surface et de l'échancrure plus ou moins prononcée de ses bords; on la représente comme une surface plane polygonale, limitée par des lignes droites : ainsi une voile carrée est considérée comme un trapèze, dont les côtés supérieurs et inférieurs ont comme longueurs l'envergure et la bordure et sont séparés par une distance égale à la chute ; une voile goëlette est de même représentée par un quadrilatère irrégulier; un foc, par un triangle.

On évalue, pour chaque voile majeure, sa surface théorique : le total donne ce qu'on appelle la *surface de voilure* S, que l'on compare généralement à l'aire immergée du maître-couple B^2. La valeur du rapport $\frac{S}{B^2}$ varie dans des limites très étendues suivant les divers types de navires. Voici quelques-unes de ces valeurs :

Anciens vaisseaux à voiles ..... $\frac{S}{B^2} =$	30 à 33
Anciennes frégates	40 à 43
Anciennes corvettes	43 à 47
Anciens bricks	49 à 63
Vaisseaux mixtes (à voiles et à vapeur)	25
Cuirassés à mâture	15 à 20
Cuirassés de croisière	20 à 25
Croiseurs	25 à 35
Avisos	40 à 45
Clippers à voiles (marine marchande)	45 à 50
Yachts	50 à 80

Souvent aussi on compare la surface de voilure soit avec $\sqrt[3]{P^2}$, soit avec la surface mouillée de la carène, soit avec l'aire de la flottaison. Voici quelques chiffres :

Valeurs du rapport $\frac{S}{\sqrt[3]{P^2}}$.

Anciens vaisseaux de ligne	100 à 120
Frégates, corvettes, bricks	120 à 160
Cuirassés à voilure	60 à 80
Fégates, corvettes mixtes	80 à 120
Yachts de croisière	130 à 180
Yachts de course	180 à 200
Yacht américain *Sapho*	275

Le rapport $\frac{S}{\text{aire mouillée}}$ est généralement voisin de 2 pour les yachts de course : il atteint 2,7 pour le *Sapho*.

Valeur du rapport $\frac{S}{\text{aire de la flottaison}}$.

Anciens navires mâtés en 3 mâts francs	3 à 4
Bricks et goëlettes	3,5 à 3,75
Cotres	3 à 3,5
Yachts actuels	3,5 à 5,5

La surface totale de voilure est généralement partagée entre un, deux ou trois mâts; sur les grands voiliers modernes, on a même fréquemment quatre et jusqu'à cinq mâts. La multiplicité des mâts permet de développer la surface de voilure sans augmenter outre mesure la hauteur des mâts et par conséquent en diminuant l'effort de chavirement. En outre, elle facilite le *balancement* de la voilure.

II. Il ne suffit pas en effet d'envisager brutalement la surface de voilure : il faut encore se rendre compte du point d'application de l'action du vent sur les voiles. Pour comparer les divers navires à ce point de vue, on détermine ce qu'on appelle le *centre de voilure,* où *centre vélique* ou *point vélique*. Pour cela, on suppose chaque

voile ramenée dans le plan diamétral du navire par une rotation autour de l'axe du mât qui la porte (ou autour de sa draille s'il s'agit d'un foc); on calcule la position du centre de gravité de chacune d'elles, puis la position du centre de gravité de l'ensemble : c'est ce point qu'on appelle le *centre de voilure*. Il est bien évident que ce point est tout fictif, car les voiles ne se trouvent jamais orientées de la façon qu'on a supposée (toutes dans l'axe); mais on a ainsi un moyen de comparaison très net entre divers navires.

D'ordinaire on compare la position du centre vélique avec celle du *centre de dérive*, qui est le centre de gravité du plan de dérive, défini comme on l'a vu au § 90. C'est par la position relative de ces deux points qu'on apprécie le *balancement* de la voilure. Généralement, le centre vélique est à une certaine distance d en avant du centre de dérive : le rapport $\frac{d}{L}$ entre cette distance et la longueur du navire (entre perpendiculiares) était d'environ $\frac{1}{14}$ sur les anciens navires à voiles, gros et courts de l'avant. Sur les embarcations, ce rapport est souvent nul et même négatif, c'est-à-dire que le centre vélique passe sur l'arrière du centre de dérive. Plus le centre vélique est rejeté vers l'arrière, plus le navire est *ardent*, c'est-à-dire plus il a de tendance à rentrer dans le lit du vent, quand il est au plus près. Inversement, en reportant le centre vélique vers l'avant, on rend le navire *mou*, c'est-à-dire qu'on lui donne tendance à *arriver* au lieu de *lofer* sous l'action du vent. Nous renvoyons aux traités de *Manœuvre* pour l'étude du balancement et de l'établissement de la voilure suivant les différentes circonstances de mer, de brise, etc.

III. L'élévation du centre de voilure n'est pas moins importante que sa position dans le sens de la longueur,

mais à un autre point de vue, celui de la stabilité du navire et de l'inclinaison qu'il prend sous l'action du vent. Si on appelle h la hauteur du centre vélique au-dessus du centre de gravité du navire, on peut admettre approximativement que cette hauteur h représente le bras de levier avec lequel le vent agit pour faire incliner le bâtiment ; d'autre part, l'intensité de son action sur les voiles est proportionnelle à la surface sur laquelle il agit, c'est-à-dire à S; donc le moment de l'action du vent est proportionnel à Sh et représenté par exemple par A$\times$Sh (A étant un coefficient constant). D'un autre côté, le moment du couple de stabilité, pour un angle d'inclinaison de grandeur modérée, est P$(r - a)$ *sin* i, en sorte qu'on a :

$$P\ (r-a)\ \sin\ i = A \times Sh$$

d'où

$$\sin i = A \times \frac{S\,h}{P\ (r-a)}$$

C'est donc le rapport $\frac{Sh}{P\ (r-a)}$ qui détermine l'inclinaison et c'est par la valeur de ce rapport, ou plutôt de son inverse $\frac{P\ (r-a)}{Sh}$ qu'on apprécie par comparaison la stabilité sous voiles d'un navire. En voici la valeur pour quelques types de bâtiments :

	Valeur de $\frac{(P\ r-a)}{S\,h}$
Vaisseaux anciens	0,06 à 0,08
Frégates	0,06 à 0,07
Croiseurs.	0,07 à 0,10

Toutes choses égales d'ailleurs, plus ce rapport est grand, plus le navire est stable sous voiles.

IV. Quant à la vitesse qu'un navire peut prendre sous l'action du vent, on démontre et on vérifie expérimenta-

lement qu'elle ne dépasse pas la moitié de la vitesse de celui-ci. La vitesse des anciens vaisseaux et frégates à voiles atteignait 12 à 13 nœuds dans les meilleures conditions. Parmi les grands clippers modernes on cite *le Great-Republic* comme ayant fait pendant 24 heures une moyenne de 14 nœuds à la voile seule; *le Sovereign of the Seas* comme ayant fait 375 milles en 24 heures (moyenne $15^{n},6$) ; *le Melbourne*, 372 milles dans le même temps ($15^{n},5$), etc.

NOTES COMPLÉMENTAIRES.

Note A.

DÉMONSTRATION DE LA FORMULE $r = \frac{I}{V}$.

Nous avons dit au chapitre III, § 23, que la valeur du rayon métacentrique transversal est donnée par la formule.

$$r = \frac{I}{V}$$

Ceci est facile à démontrer.

Pour cela, entre la flottaison droite F_0L_0 (fig. 124) et

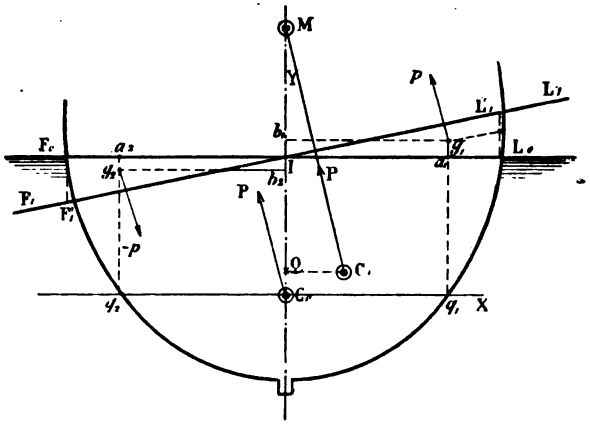


Fig. 124.

la flottaison inclinée F_1L_1, on remplace les formes réelles de la carène par un cylindre ayant pour base la flottaison F_0L_0 et pour génératices des droites verticales; les deux flottaisons F_0L_0 et F_1L_1 étant supposées infiniment voisines, l'erreur qui résulte de cette substitution est négligeable. Soit $F_0F'_1L_0L'_1$ ce cylindre.

Entre F_0L_0 et F_1L_1 sont compris deux onglets, savoir un onglet immergé L_0IL_1 et un onglet émergé F_0IF_1; les flottaisons F_0L_0 et F_1L_1 devant être isocarènes, ces onglets ont le même volume; donc, en raison de la symétrie du cylindre par rapport au plan diamétral C_0Y, ces deux flottaisons se coupent en un point I du plan diamétral (ce qui n'aurait pas lieu, dans le navire réel, pour une inclinaison finie). Soit C_1 le centre de la carène limitée par F_1L_1. La poussée P appliquée en C_1 est la résultante de trois poussées, savoir : 1° la poussée P appliquée en C_0; 2° une poussée p égale au déplacement de l'onglet immergé et appliquée au centre de gravité g_1 de cet onglet; 3° une poussée soustractive $-p$, égale à la précédente, mais de sens contraire, appliquée au centre de gravité g_2 de l'onglet émergé.

Conformément à un théorème que l'on démontre en Mécanique, nous allons écrire que les moments de la poussée résultante, par rapport à deux plans C_0X et C_0Y, menés par C_0, sont respectivement égaux aux sommes des moments correspondants des trois poussées composantes. Remarquons 1° que les moments de la poussée P appliquée en C_0 sont nuls, puisque C_0 est à la fois sur C_0X et sur C_0Y; 2° que les moments des deux poussées p par rapport à C_0Y sont tous deux de même signe, car si ces poussées sont de direction contraire, leurs bras de levier par rapport à C_0Y sont aussi de signe contraire. En tenant compte de ces remarques, nous obtenons :

1° En prenant les moments par rapport à C_0Y :

$$P \times \overline{C_1Q} = p \times \overline{g_1b_1} + p \times \overline{g_2b_2}$$

2° En prenant les moments par rapport à C_0X :

$$P \times \overline{C_0Q} = p \times \overline{g_1q_1} - p \times \overline{g_2q_2}$$

En divisant les deux membres de ces équations par 1,026, nous pouvons remplacer les déplacements P et p

par les volumes correspondants V et v et écrire, en mettant v en facteur commun dans les seconds membres :

$$V \times \overline{C_1Q} = v \times \overline{(g_1b_1 + g_2b_2)}$$
$$V \times \overline{C_0Q} = v \times \overline{(g_1q_1 - g_2q_2)}.$$

Mais, en raison de la symétrie du cylindre par rapport à C_0Y, $\overline{g_1b_1} = \overline{g_2b_2}$. D'autre part, $v \times \overline{g_1b_1}$ représente le moment du volume d'un des onglets par rapport à C_0Y donc :

(1) $V \times \overline{C_1Q} = 2 \times$ Moment de l'onglet par rapport à C_0Y

De même $\overline{g_1q_1} - \overline{g_2q_2} = \overline{b_1b_2} = \overline{g_1a_1} + \overline{g_2a_2} = 2 \times \overline{g_1a_1}$ et $v \times g_1a_1$ représente le moment d'un des onglets par rapport à la flottaison F_0L_0 ; donc :

(2) $V \times \overline{C_0Q} = 2 \times$ Moment de l'onglet par rapport à F_0L_0

Il s'agit d'évaluer les moments de l'onglet.

Si la flottaison était un rectangle, ayant pour longueur L et pour demi-largeur $y = IL_0$, l'onglet se réduirait à un prisme triangulaire ayant L_0IL_1 comme section droite et dont le volume serait par conséquent :

$$v = \frac{1}{2} L \times y \times \overline{L_0L'_1}$$

Mais dans le triangle rectangle $L_0IL'_1$, on a :

$$\overline{L_0L'_1} = y \ tang. \ i$$

Donc,

$$v = \frac{1}{2} L \times y^2 \ tang. \ i.$$

Le centre de gravité de ce prisme est à une distance de C_0Y égale à $\frac{2}{3} y$ et à une hauteur au-dessus de F_0L_0 égale à $\frac{2}{3} \frac{\overline{L_0L'_1}}{2}$ ou $\frac{1}{3} \overline{L_0L'_1}$ ou enfin $\frac{1}{3} y \ tang. \ i$. Donc ses moments sont :

Par rapport à C_0Y :

$$\frac{1}{2} L \times y^2 \, tang. \, i \times \frac{2}{3} y = \frac{1}{3} L \times y^3 \, tang. \, i.$$

Par rapport à F_0L_0 :

$$\frac{1}{2} L \times y^2 \, tang. \, i \times \frac{1}{3} y \, tang. \, i = \frac{1}{6} L \times y^3 \, (tang. \, i)^2.$$

En général, la flottaison n'est pas un rectangle, mais une courbe telle que AFB (fig. 125). Considérons les traces des couples sur cette flottaison : ce sont les lignes 0,1,2,3... tracées en traits pleins sur la figure. Substituons à la flottaison une série de rectangles analogues à celui qui est hachuré dans la figure, c'est-à-dire ayant pour hauteur une des ordonnées et limité à deux droites (tracées en pointillé) menées à mi-distance entre cette ordonnée et les deux ordonnées les plus voisines, de part et d'autre. Tous ces rectangles ont pour longueur $l = \frac{L}{20}$ sauf ces deux extrêmes, correspondant aux ordonnées 10 et 10′, lesquels ont pour hauteur seulement $\frac{l}{2}$. Dans l'onglet réel compris entre les deux flottaisons, chacun de ces rectangles donne un petit prisme triangulaire, et les moments de tous ces petits prismes sont (en désignant par y_{10} y_9 y_8 $y_7 \ldots$ $y_0 y'_1 \ldots$ y'_8 y'_9 y_{10}' les ordonnées qui leur correspondent) exprimés par les formules ci-dessus dans lesquelles on donnera à y les valeurs des ordonnées successives et à L la valeur l, sauf pour les prismes extrêmes qui ont pour hauteur $\frac{l}{2}$ seulement. En faisant la somme de tous ces moments par-

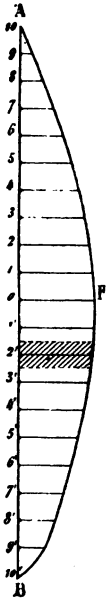


Fig. 125.

tiels, on a les moments de l'onglet, ce qui donne, en mettant $\frac{1}{3}\, l\ tang.\ i$ et $\frac{1}{6}\, l\,(tang.\ i)^2$ en facteur :

Moment de l'onglet par rapport à $C_0Y =$

$$\frac{1}{3}\, l\ tang.\ i\left(\frac{1}{2}y_{10}^3+y_9^3+y_8^3+\ldots+y_0^3+\ldots+y'^3_8+y'^3_9+\frac{1}{2}y'^3_{10}\right)$$

Moment de l'onglet par rapport à $F_0L_0 =$

$$\frac{1}{6}\, l\left(tang\ i\right)^2\left(\frac{1}{2}y_{10}^3+y_9^3+y_8^3+\ldots+y_0^3+\ldots+y'^3_8+y'^3_9+\frac{1}{2}y'^3_{10}\right)$$

Le produit $\frac{1}{3}\, l$ multiplié par la somme des cubes des ordonnées de la demi-flottaison, comprise entre parenthèses, est ce qu'on appelle le *moment d'inertie* de la demi-flottaison; désignons-le par $\frac{1}{2}$ I en appelant I le moment d'inertie de la flottaison entière. Nous avons alors :

Moment de l'onglet par rapport à $C_0Y = \frac{1}{2}\, I\ tang.\ i$.

Moment de l'onglet par rapport à $F_0L_0 = \frac{1}{4}\, I\ (tang.\ i)^2$

En reportant ces valeurs dans les équations (1) et (2), on en tire :

$$\overline{C_1Q} = \frac{I}{V}.\ tang.\ i$$

$$\overline{C_0Q} = \frac{1}{2}\,\frac{I}{V}\left(tang.\ i\right)^2$$

Ce que nous voulons mesurer, c'est le rayon métacentrique $r = C_0M$. Or :

$$r = \overline{C_0M} = \overline{C_0Q} + \overline{QM}$$

Mais, dans le triangle rectangle C_1QM, on a :

$$\overline{QM} = \frac{\overline{C_1Q}}{tang.\ i}$$

d'où

$$r = \overline{C_0M} = \overline{C_0Q} + \frac{\overline{C_1Q}}{tang.\ i}$$

En remplaçant C_0Q et C_1Q par leurs valeurs données ci-dessus, on obtient :

$$r = \frac{1}{2}\frac{I}{V}(tang.\ i)^2 + \frac{I}{V}$$

Or quand l'angle i est infiniment petit, $\frac{1}{2}\frac{I}{V}(tang.\ i)^2$ est négligeable et il reste simplement :

$$r = \frac{I}{V} \qquad (3)$$

Telle est l'expression du rayon métacentrique *transversal*, ou petit rayon métacentrique.

Note B.

CHANGEMENT D'ASSIETTE D'UN NAVIRE ÉCHOUÉ PAR UN POINT DE SA QUILLE.

D'après ce qu'on a vu au § 31 lorsqu'un navire échoué au point A (fig. 23) aura déjaugé d'une tranche ayant un point égal à p, les choses se passeront comme si on avait enlevé en A un poids p. Donc si l est la distance du point A en avant (ou en arrière) du centre de gravité g de la flottaison, la différence de tirants d'eau augmentera (ou diminuera) d'un nombre de centimètres d donné par la formule (8) du § 30 :

$$d = \frac{p \times l}{m'_1}$$

Mais, en appelant n le nombre de centimètres dont a diminué le tirant d'eau moyen, on a :

$$p = 0{,}01026\ Sn$$

D'autre part, en vertu de l'équation (7) du § 27 :

$$m'_1 = \frac{P\,(R - a)}{100\ L}$$

En substituant ces valeurs de p et de m'_1 dans la valeur de d, celle-ci devient :

$$d = \frac{1{,}026.\ Sn\ Ll}{P\,(R - a)}$$

ou, en appelant V le volume de carène et en remplaçant P par 1,026 V :

$$d = \frac{S\ Ll.\ n}{V\,(R - a)}$$

Cette formule peut se remplacer par une autre approximative. En général, le grand rayon métacentrique R est très grand par rapport à a; on peut donc le plus souvent, dans la pratique, négliger a en présence de R. Le dénominateur de la valeur de d se réduit alors à VR. Mais, d'autre part, on sait que $R = \frac{J}{V}$, J étant le moment d'inertie de la flottaison par rapport à un axe transversal passant par son centre de gravité. Par suite $VR = J$ et la valeur de d devient :

$$d = \frac{SLl.n}{J}$$

Si on applique cette formule pour diverses formes de flottaisons, voici ce qu'on trouve :

Pour une flottaison rectangulaire (fig. 126) ayant comme largeur b et comme longueur L

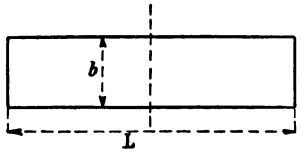


Fig. 126.

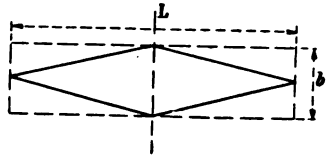


Fig. 127.

$$S = bL$$

$$J = \frac{1}{12} bL^3 \quad .$$

par suite, il vient :

$$d = 12 \frac{l}{L} n$$

Pour une flottaison de largeur b et de longueur L, formée de deux triangles isocèles adossés par la base (fig. 127) on trouve de même :

$$S = \frac{1}{2} b L$$

$$J = \frac{1}{48} b L^3$$

et par suite :

$$d = 24 \frac{l}{L} . n$$

Prenons une forme intermédiaire entre ces deux limites, composée d'un rectangle ayant comme longueur $\frac{L}{2}$, terminé par deux triangles isocèles ayant chacun comme longueur $\frac{L}{4}$, la largeur étant toujours égale à b (fig. 128).

On trouve dans ce cas :

$$S = \frac{3}{4} bL$$

$$J = \frac{15}{16 \times 24} b L^3$$

d'où :

$$d = 19{,}2 \frac{l}{L} . n$$

Avec les formes ordinaires de flottaison se rappro-

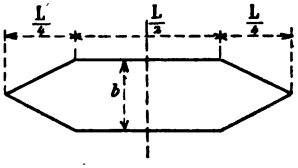


Fig. 128.

chant de ce dernier exemple, ou un peu plus pleines, on peut donc admettre qu'on aura approximativement :

$$d = 18 \text{ à } 20 \frac{l}{L} . n$$

Note C.

FORMULES APPROXIMATIVES DE M. NORMAND POUR LA DÉTERMINATION DE r ET DE R.

Nous avons donné (chap. II, § 18) diverses formules approximatives de M. Normand pour le calcul du volume de carène, de la position du centre de carène, de la surface mouillée, etc. On peut y joindre les suivantes, proposées par le même constructeur pour la détermination approximative du petit et du grand rayon métacentriques.

1° Pour le petit rayon métacentrique, on a :

$$r = \left[0{,}008 + 0{,}0745 \left(\frac{S}{L' l_0}\right)^2\right] \frac{l_0^3 L'}{V}$$

S étant l'aire de la flottaison,

L′ sa longueur,

l_0 sa largeur mesurée au maître-couple,

V le volume de carène.

Par exemple, pour un navire ayant $S = 600^{mq}$, $l_0 = 13^m$, $L = 60^m$ et $V = 1.725^{m3}$, on trouve :

$$r = \left[0{,}008 + 0{,}0745 \left(\frac{600}{60 \times 13}\right)^2\right] \frac{(13)^3 \times 60}{1725}$$

ou

$$r = 3^m{,}98$$

Les erreurs qui résultent de l'application de cette formule ne sont pas plus grandes, en général, que celles que l'on peut commettre sur l'évaluation *à priori* de la position du centre de gravité ; en sorte que, dans l'évaluation de $r - a$, on peut dire que tant qu'on n'a pas fait l'expérience de stabilité pour déterminer exactement la position du centre de gravité, l'erreur principale porte plutôt sur a que sur r.

On peut aussi appliquer la formule précédente en y remplaçant l_0 (largeur de la flottaison mesurée au couple-milieu) par l_1 (largeur maxima de la flottaison).

2° Une formule analogue donne le grand rayon métacentrique R :

$$R = \left[0{,}008 + 0{,}077 \left(\frac{S}{L' l_0}\right)^3\right] \frac{L'^3 l_0}{V}$$

Aucune formule approximative ne peut malheureusement donner a qui varie essentiellement suivant l'importance et l'arrimage du chargement. Mais, dans les questions d'assiette, on peut généralement négliger a en présence de R qui est beaucoup plus grand que lui et remplacer $R - a$ par R. A ce point de vue la détermination approximative de R est très utile : ainsi, par exemple, le moment nécessaire pour produire une variation de $0^m{,}01$ dans la différence des tirants d'eau, moment qui, d'après ce qu'on a vu au § 27, est exactement

égal à $\frac{P(R - a)}{100\,L}$ peut être approximativement supposé égal à

$$m'_1 = \frac{PR}{100\,L}$$

ou, en remplaçant R par sa valeur approximative et P par 1,026 V, et en supposant $L = L'$:

$$m'_1 = 0{,}01026 \left[0{,}008 + 0{,}077 \left(\frac{S}{L' l_0}\right)^3\right] L'^2 l_0$$

Note D.

DURÉE D'OSCILLATION D'UN PENDULE SIMPLE.

Soit O (fig. 129) le centre d'oscillation et $\overline{OM_0} = l$, la longueur du pendule. Supposons celui-ci écarté de sa position verticale jusqu'en OM_0, puis abandonné à lui-même. Quand le point mobile arrivera quelque part en M, il aura acquis une vitesse v; par conséquent, pour parcourir un arc infiniment petit MM′ il emploiera un temps infiniment petit dt donné par :

$$dt = \frac{\overline{MM'}}{v}$$

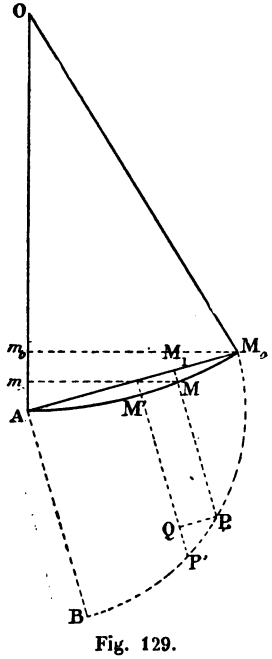


Fig. 129.

La vitesse v est facile à calculer; soit en effet m la masse du point ou p son poids ($p = mg$); la demi-force vive du

point en M est : $\frac{1}{2} mv^2$ ou $\frac{1}{2} \frac{p}{g} v^2$. Ceci doit être égal au travail accompli par la pesanteur sur le point pendant sa chute de M_0 en M : or la hauteur de chute est $\overline{m_0 m}$. Donc ce travail est $p \times \overline{m_0 m}$; d'où l'égalité :

$$\frac{1}{2} \frac{p}{g} v^2 = p \times \overline{m_0 m}$$

et par suite

$$v = \sqrt{2g \times \overline{m_0 m}}.$$

Donc

$$dt = \frac{\overline{MM'}}{\sqrt{2g \times \overline{m_0 m}}}$$

Mais, on a d'autre part :

$$\overline{m_0 m} = \overline{Am_0} - \overline{Am}$$

et, d'après une propriété connue du cercle

$$\overline{Am_0} = \frac{\overline{AM_0}^2}{2l}$$

$$\overline{Am} = \frac{\overline{AM}^2}{2l}$$

d'où

$$\overline{m_0 m} = \frac{1}{2l} \left(\overline{AM_0}^2 - \overline{AM}^2\right).$$

De A comme centre, avec $\overline{AM_0}$ comme rayon, décrivons un quart de cercle. Élevons en M une perpendiculaire à AM_0 que nous prolongeons jusqu'en M_1 (sur AM_0) et jusqu'en P (sur le cercle). On a très sensiblement $\overline{AM_1} = \overline{AM}$ si on suppose que l'arc $\overline{AM_0}$ et *à fortiori* l'arc $\overline{AM}$ sont très petits; de même $\overline{M_1P}$ est très sensiblement égal à $\overline{MP}$; par suite

$$\overline{MP}^2 = \overline{AP}^2 - \overline{AM}^2 = \overline{AM_0}^2 - \overline{AM}^2$$

d'où, en substituant dans la valeur de $\overline{m_0m}$:

$$\overline{m_0m} = \frac{1}{2l} \times \overline{MP}^2$$

et en transportant cette valeur dans l'expression de dt :

$$dt = \sqrt{\frac{l}{g}} \times \frac{\overline{MM'}}{\overline{MP}}$$

Élevons M'P' perpendiculaire à AM_0 et menons PQ parallèle à cette même droite. On a sensiblement : $\overline{PQ} = \overline{MM'}$. Or dans les deux triangles semblables PP'Q et PAM, on a :

$$\frac{\overline{PQ} \text{ (ou } \overline{MM'})}{\overline{PP'}} = \frac{\overline{MP}}{\overline{AP} \text{ (ou } \overline{AM_0})}$$

d'où

$$\frac{\overline{MM'}}{\overline{PM}} = \frac{\overline{PP'}}{\overline{AM_0}}$$

Substituons dans dt :

$$dt = \sqrt{\frac{l}{g}} \times \frac{1}{\overline{AM_0}} \times \overline{PP'}.$$

Pour avoir le temps employé à parcourir $\overline{AM_0}$, il faut faire la somme de toutes les valeurs telles que dt, correspondant aux positions successives du point mobile depuis M_0 jusqu'à A. Or, dans toutes ces valeurs, le facteur $\sqrt{\frac{l}{g}} \times \frac{1}{\overline{AM_0}}$ est commun, en sorte qu'on a :

$$\Sigma dt = \sqrt{\frac{l}{g}} \times \frac{1}{\overline{AM_0}} \times \Sigma\, \overline{PP'}$$

Mais la somme des arcs tels que PP' depuis le point qui correspond à M_0 jusqu'au point qui correspond à A, c'est le quart de circonférence $\overline{M_0B}$; il a pour longueur $\frac{\pi}{2} \times AM_0$. Donc, en substituant, on obtient :

$$\Sigma dt = \sqrt{\frac{l}{g}} \times \frac{1}{AM_0} \times \frac{\pi}{2} \times TM_0$$

$$\Sigma dt = \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{l}{g}}$$

Ceci représente la moitié du temps employé pour une oscillation simple du pendule; donc, en appelant T la durée de cette oscillation simple, on a :

$$T = \pi\sqrt{\frac{l}{g}}$$

Ce qui donne bien la formule dont nous nous sommes servis au § 51.

Note E.

LONGUEUR DU PENDULE SIMPLE SYNCHRONE A UN PENDULE COMPOSÉ.

Nous avons défini, au § 51, ce qu'on entend par *pendule composé :* on nomme ainsi un corps de forme quelconque susceptible d'osciller autour d'un axe horizontal.

Cherchons à déterminer la longueur x d'un pendule simple qui oscillerait dans le même temps que le pendule composé considéré.

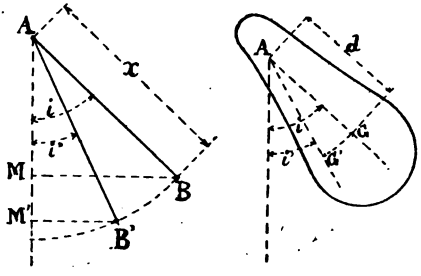


Fig. 130.

Pour cela, supposons que nous les écartions tous les deux de leur position d'équilibre d'un angle i, et que nous les abandonnions à eux-mêmes.

On sait qu'en vertu d'un principe

de Mécanique appelé *principe des forces vives*, les vitesses acquises dans un temps donné par les différents points d'un corps partant du repos sont telles que la somme des demi-forces vives $\left(\frac{1}{2} mv^2\right)$ de tous ces points soit égale au travail des forces qui ont agi sur le corps pendant le temps considéré.

Appliquons ce théorème d'abord au cas du pendule simple.

Soit ω sa vitesse angulaire au bout du temps t. La vitesse du point où se trouve concentrée sa masse sera à cet instant $v = \omega x$. Par suite la demi-force vive du corps sera, en appelant P son poids :

$$\frac{1}{2} \frac{P}{g} v^2 = \frac{1}{2} \frac{P}{g} \omega^2 x^2.$$

Si nous supposons que, pendant ce temps, le pendule ait tourné de la position AB à la position AB′, le travail de la pesanteur (égal, comme on sait, au poids du corps multiplié par la hauteur dont s'est abaissé son centre de gravité) sera :

$$P \times \overline{MM'} = P \times x \ (Cos.\ i' - Cos.\ i)$$

d'où l'équation :

$$\frac{1}{2} \frac{P}{g} \omega^2 x^2 = Px \left(Cos.\ i' - Cos.\ i\right)$$

On en tire

$$\omega^2 = \frac{2g}{x} \left(Cos.\ i' - Cos.\ i\right)$$

Considérons maintenant le pendule composé, et appelons ω_1 la vitesse angulaire qu'il aura acquise lorsqu'il aura tourné du même angle $i - i'$ que le pendule simple. A ce moment la vitesse linéaire d'un élément de ce corps, ayant un poids p_1 et par conséquent une masse

$\frac{p_1}{g}$, et situé à une distance r_1 de l'axe d'oscillation est $\omega_1 r_1$ et sa demi-force $\frac{1}{2}\frac{p_1}{g}\omega_1^2 r_1^2$. De même pour un autre élément, de poids p_2, situé à la distance r_2 de l'axe d'oscillation, la demi-force sera $\frac{1}{2}\frac{p_2}{g}\omega_1^2 r_2^2$ et ainsi de suite, en sorte que pour l'ensemble du corps, on aura en mettant en facteur commun $\frac{1}{2g}\omega_1^2$ qui se trouve dans tous les termes :

$$\frac{1}{2}\text{force vive} = \frac{1}{2g}\omega_1^2\left(p_1 r_1^2 + p_2 r_2^2 + p_3 r_3^3 + \ldots\right)$$

Pendant ce temps, le travail de la pesanteur, appliquée au point G, à une distance $d =$ GA de l'axe d'oscillation, est, en supposant le pendule composé du même poids que le pendule simple :

$$\mathrm{P} \times d\,(Cos.\ i' - Cos.\ i)$$

d'où l'équation

$$\frac{1}{2g}\omega_1^2\left(p_1 r_1^2 + p_2 r_2^2 + p_3 r_3^2 + \ldots\right) = \mathrm{P}d\left(Cos.\ i' - Cos.\ i\right)$$

On en tire :

$$\omega_1^2 = \frac{2g.\,\mathrm{P}d\,(Cos.\ i' - Cos.\ i)}{p_1 r_1^2 + p_2 r_2^2 + p_3 r_3^2 + \ldots}$$

Si l'on s'arrange de façon que pour une valeur quelconque de i, ω et ω_1 soient égaux, les deux pendules oscilleront tous deux de la même façon, puisque, partant tous deux avec une vitesse nulle de la même position initiale, ils ont à chaque instant, lorsqu'ils ont tourné d'un même angle, acquis la même vitesse. Écrivons donc que $\omega_1 = \omega$ ou $\omega_1^2 = \omega^2$. Nous aurons :

$$\frac{2g}{x}\left(Cos.\ i' - Cos.\ i\right) = \frac{2g\ \mathrm{P}d\,(Cos.\ i' - Cos.\ i)}{p_1 r_1^2 + p_2 r_2^2 + p_3 r_3^2 + \ldots}$$

équation d'où l'on tire :

$$x = \frac{p_1 r_1^2 + p_2 r_2^2 + p_3 r_3^2 + \ldots}{\mathrm{P}\, d}$$

La somme des produits des masses $\frac{p_1}{g} \frac{p_2}{g} \frac{p_3}{g} \ldots$ des divers éléments constituant le pendule composé, par le carré de leurs distances respectives à l'axe d'oscillation, s'appelle *moment d'inertie* de ce pendule et se désigne par la lettre I, c'est-à-dire qu'on a :

$$\mathrm{I} = \frac{1}{g} \left(p_1 r_1^2 + p_2 r_2^2 + p_3 r_3^2 + \ldots \right)$$

Par suite :

$$x = \frac{g\,\mathrm{I}}{\mathrm{P}d}$$

Cette valeur de x représente *la longueur d'un pendule simple qui oscillerait dans le même temps que le pendule composé considéré :* c'est ce qu'on appelle la longueur du pendule simple synchrone à ce pendule composé.

Note F.

TANGENTE EN UN POINT DE LA TROCHOÏDE.

Nous avons indiqué au § 65, la manière de mener la tangente en un point d'une trochoïde. Il est facile de justifier cette façon de procéder.

Considérons un polygone quelconque qu'on fait rouler sur une droite en le faisant tourner successivement autour de chacun de ses sommets : par exemple, dans la position qu'il occupe sur la figure, on le fait tourner autour du sommet B jusqu'à ce que le côté BC

soit venu sur la droite XX et C en C′; puis on le fait tourner autour de C′ pour amener CD sur XX... et ainsi de suite. Il est clair que dans ce mouvement, un point quelconque tel que M, invariablement lié au polygone, décrit une trajectoire composée d'une série d'arcs de cercles ayant pour centres les points B, C′, etc. Par exemple, pendant la rotation autour de B, M décrit l'arc MM′, et la tangente à cette trajectoire en M est perpendiculaire à M B.

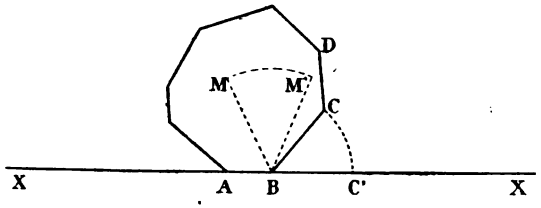


Fig. 131.

Supposons maintenant qu'on multiplie indéfiniment le nombre des côtés du polygone, en les rendant de plus en plus petits; à la limite, le polygone se transforme en une courbe; les sommets B, C′ ... deviennent les points de contact successifs de cette courbe avec XX et les petits arcs de cercle tels que MM′, devenus infiniment petits, sont les éléments de la trajectoire de M; ce que nous avons dit au sujet de la tangente subsiste d'ailleurs; on voit donc que la tangente en un point M de la trochoïde est perpendiculaire à la droite qui joint ce point au point de contact actuel de la courbe roulante avec la droite XX. Ce qu'il fallait démontrer.

Note G.

VALEUR DES FORCES D'INERTIE CENTRIFUGE ET TANGENTIELLE APPLICATION AU CAS DU MOUVEMENT DE ROULIS ET DE TANGAGE D'UN NAVIRE.

1. Force d'inertie centrifuge. — Nous allons chercher à nous rendre compte de la valeur des forces d'inertie centrifuge et tangentielle. Dans ce qui va suivre, nous supposerons connues de nos lecteurs la notion des quantités infiniment petites et les notations du Calcul différentiel, ainsi que les principes fondamentaux de la Mécanique concernant les accélérations, la relation entre une force et l'accélération qu'elle peut produire, les lois du mouvement uniformément accéléré, etc.

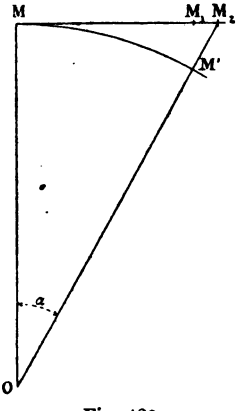


Fig. 132.

Commençons par la force centrifuge.

Soit (fig. 132) M un point matériel qui décrit un cercle d'un mouvement uniforme avec une vitesse v. Dans un temps infiniment petit dt, le point M parcourra un arc MM', tel que : arc MM' $= v\,dt$.

Si le point avait été abandonné à lui-même en M, il aurait parcouru, sur la tangente en ce point, une longueur MM_1 telle que :

$$MM_1 = v\,dt = arc\ MM'$$

La force qui oblige le point M à décrire le cercle doit donc être une force capable de faire parcourir à ce point l'espace M_1M' dans le temps dt : cette force est

égale et directement opposée à la force centrifuge.

Montrons d'abord que M_1M' passe par le centre du cercle décrit par M. En effet, menons le rayon OM' : il coupe en un point M_2 la tangente MM_1. Si on nomme α l'angle MOM', on a :

$$MM' = arc\ \alpha$$

$$MM_2 = tang\ \alpha$$

Or, quand un angle α est infiniment petit, l'arc correspondant est égal à la tangente, aux infiniments petits d'ordre supérieur près. Donc :

$$MM' = MM_2$$

et par suite :

$$MM_1 = MM_2$$

Donc le point M_1 est sur le rayon OM'. Ceci montre que *la force centrifuge est dirigée suivant le rayon du cercle.*

Quant à sa valeur F_1, si nous appelons a l'accélération qu'elle produit et m la masse du point, nous savons que l'on a :

$$F_1 = ma$$

(car, par définition même, la *masse* d'un point matériel est le rapport entre l'intensité d'une force constante quelconque agissant sur ce point et l'accélération qu'elle lui communique).

Mais d'autre part, le mouvement varié d'un point peut toujours être considéré comme uniformément accéléré pendant un intervalle de temps infiniment petit, et l'espace e, parcouru en un temps dt dans un mouvement uniformément accéléré est égal à $\frac{1}{2} a\ (dt)^2$; donc :

$$\overline{M_1\ M'} = \frac{1}{2} a\ (dt)^2$$

On tire de là :

$$a = 2\,\frac{\overline{M_1\,M'}}{(dt)^2}$$

et par suite :

$$F_1 = 2m \times \frac{\overline{M_1\,M'}}{(dt)^2}$$

Or, d'après une propriété connue de la tangente au cercle, on a, en négligeant les infiniment petits d'ordre supérieur et en désignant par r le rayon du cercle :

$$(\overline{M\,M_2})^2 = 2r \times \overline{M_1\,M'}$$

ou, en remplaçant MM_2 par sa valeur :

$$v^2\,(dt)^2 = 2r \times \overline{M_1\,M'}$$

On tire de là :

$$\overline{2\,M_1\,M'} = \frac{v^2\,(dt)^2}{r}$$

valeur qui, substituée dans l'expression de F_1, donne :

$$F_1 = \frac{mv^2}{r}$$

Telle est l'expression de la force centrifuge. On voit qu'*elle est,* comme nous l'avons dit au § 71 : 1° *proportionnelle à la masse du point;* 2° *proportionnelle au carré de sa vitesse;* 3° *inversement proportionnelle au rayon du cercle qu'il décrit.*

2. Force d'inertie tangentielle. — Passons au cas de la force tangentielle. Supposons que le point M, parcourant la droite MX (fig. 133) d'un mouvement varié, vienne

Fig. 133.

de M en M' dans un intervalle de temps dt. Soient v sa vitesse en M, $v + dv$ sa vitesse en M' (dv étant positif ou négatif suivant que le mouvement est accéléré ou retardé).

De M en M', c'est-à-dire pendant l'intervalle de temps dt, la vitesse a augmenté de dv. Or dans cet intervalle, on peut toujours considérer le mouvement comme uniformément varié; appelons a l'accélération correspondante, c'est-à-dire l'augmentation de vitesse en une seconde; dans le temps dt, l'augmentation de vitesse correspondante est adt; comme d'autre part elle est égale à dv, on a donc :

$$a\,dt = dv$$

ou :

$$a = \frac{dv}{dt}$$

Par suite, la force qui a agi pour faire varier la vitesse du point est

$$F_2 = ma = m\frac{dv}{dt}$$

Ceci représente également, en valeur absolue, la force d'inertie tangentielle du point. Le rapport $\frac{dv}{dt}$ entre l'accroissement infiniment petit de la vitesse pendant le temps dt et le temps dt lui-même est ce qu'on appelle la *dérivée de la vitesse par rapport au temps.* D'où cet énoncé : *La valeur absolue de la force d'inertie tangentielle d'un point matériel en mouvement est proportionnelle :* 1° *à la masse du point;* 2° *à la dérivée de sa vitesse par rapport au temps.*

3. Mouvement d'un corps solide. — Imaginons maintenant, non plus simplement un point matériel, mais un corps solide en mouvement. Les différents points qui composent ce corps, s'ils étaient isolés et s'ils n'étaient soumis à l'action d'aucune force, se déplaceraient tous en ligne droite, d'un mouvement uniforme, et leurs forces d'inertie seraient nulles. Si le déplacement de tous les points n'est pas rectiligne et uniforme, c'est que

certaines forces, soit extérieures au corps, soit dues aux réactions des points d'appui sur lesquels il repose et à la liaison qui existe entre ses différentes molécules, ont agi sur lui ; ce sont ces forces qui donnent naissance aux forces d'inertie et, en vertu de l'égalité de l'action et de la réaction, on se rend compte qu'il doit y avoir équilibre à chaque instant entre les unes et les autres. Ce principe fondamental de Mécanique se démontre d'une façon rigoureuse : nous le considérons comme établi.

4. Oscillation d'un solide autour d'un axe. — Ceci posé, prenons le cas particulier d'un solide qui tourne autour d'un axe O (fig. 134) et auquel est appliquée, à un moment donné, une force P. Outre cette force, le corps subit des réactions telles que R, produites par la pression que l'axe de rotation exerce sur ses supports. Ces réactions R et la force P sont les forces qui provoquent le mouvement de rotation du corps et qui donnent naissance aux forces d'inertie, auxquelles elles doivent par conséquent faire équilibre. Pour exprimer cet équilibre, nous allons écrire en particulier que le moment des forces P et R par rapport à l'axe O est égal au moment des forces d'inertie.

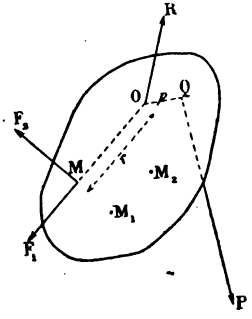


Fig. 134.

1° Le moment de P est, en appelant p le bras de levier OQ de cette force, égal à $P \times p$.

2° Quant au moment des forces R, il est nul, puisque ces forces passent par O, et ont par conséquent un bras de levier nul.

Écrivons maintenant le moment des forces d'inertie. Celles-ci sont de deux sortes, savoir :

1° Les forces d'inertie centrifuges des divers points du corps, tels que M : ces forces F_1 étant dirigées suivant les rayons OM ont un moment nul par rapport à O ;

2° Les forces d'inertie tangentielles; ces dernières, telles que F_2 sont au contraire perpendiculaires aux rayons OM, et ont par conséquent pour moment $F_2 \times r$.

De là l'égalité :

$$P \times p = \Sigma (F_2 \times r) \qquad (1)$$

le signe Σ indiquant qu'il faut faire la somme de tous les produits tels que $F_2 \times r$ pour tous les points du corps.

Il s'agit maintenant d'exprimer la force d'inertie tangentielle F_2 du point M. Pour cela, soit, à l'instant considéré, ω la vitesse angulaire du corps solide ; le point M a alors pour vitesse :

$$v = \omega \times r$$

Au bout d'un temps dt, sa vitesse sera devenue :

$$v + dv = (\omega + d\omega) \times r$$

Elle a donc varié d'une quantité égale à $r \times d\omega$. Par conséquent, l'accélération du point à cet instant a été : $r \times \frac{d\omega}{dt}$ et par suite sa force d'inertie tangentielle a été, en appelant m sa masse :

$$F_2 = mr \times \frac{d\omega}{dt}$$

Le moment de cette force est :

$$F_2 \times r = mr^2 \times \frac{d\omega}{dt}$$

Pour d'autres points M_1 M_2... ayant pour masses m_1 m_2... et pris à des distances r_1 r_2... de l'axe O, on aurait de même, comme expression des moments de leurs forces d'inertie tangentielles : $m_1 r_1^2 \times \frac{d\omega}{dt}$, $m_2 r_2^2 \times \frac{d\omega}{dt}$... et

ainsi de suite. Donc

$$\Sigma\,(F_2 \times r) = (mr^2 + m_1\, r_1{}^2 + m_2\, r_2{}^2 + \ldots) \times \frac{d\omega}{dt}$$

d'où, en substituant dans l'équation (1) :

$$P \times p = (mr^2 + m_1\, r_1{}^2 + m_2\, r_2{}^2 + \ldots) \times \frac{d\omega}{dt}$$

$$P \times p = \frac{d\omega}{dt}\, \Sigma\,(m\, r^2) \qquad (2)$$

le signe Σ indiquant qu'il faut faire la somme de tous les produits tels que $m\, r^2$ pour tous les points du corps.

Mais $\Sigma\,(m\, r^2)$ n'est pas autre chose que ce que nous avons appelé le *moment d'inertie* du corps solide par rapport à l'axe O ; nous l'avons désigné par I. En adoptant cette notation, on a donc :

$$I\, \frac{d\omega}{dt} = P \times p \qquad (3)$$

Si au lieu d'une seule force P, on en avait plusieurs, il faudrait écrire dans le second membre de l'équation (3) la somme de leurs moments, ou, ce qui revient au même, le moment de leur résultante.

5. Force d'inertie tangentielle sur un navire oscillant en eau calme. — Ce qui précède, combiné avec ce que nous avons établi ailleurs, nous fournit le moyen de calculer l'intensité de la force d'inertie tangentielle à bord d'un navire qui oscille en eau calme. Nous savons que dans ce cas, les forces (pesanteur et poussée) qui agissent sur le corps forment un couple dont le moment est $P\,(r - a)\, \sin.\, i$, lorsque l'inclinaison du navire est i. On a donc, d'après l'équation (3) :

$$I\, \frac{d\omega}{dt} = P\,(r - a)\, \sin i$$

d'où

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{P\,(r - a)}{I}\, \sin i$$

Mais d'autre part, nous savons que la durée T d'une oscillation simple en eau calme est donnée par la formule :

$$T = \pi \sqrt{\frac{I}{P\,(r-a)}}$$

d'où on tire :

$$\frac{P\,(r-a)}{I} = \frac{\pi^2}{T^2}$$

En substituant dans l'expression de $\frac{d\omega}{dt}$, celle-ci devient :

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\pi^2}{T^2} \sin i$$

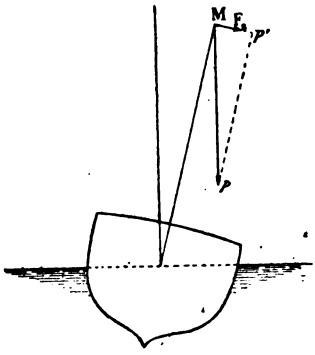


Fig. 135.

Or, si nous considérons un poids égal à p placé sur le navire en un point M (fig. 135) à une hauteur h au-dessus de la flottaison (en supposant que l'axe d'oscillation soit dans celle-ci) la force d'inertie tangentielle de ce point est :

$$F_2 = m\frac{dv}{dt} = \frac{p}{g}\,h\,\frac{d\omega}{dt}$$

ou, en remplaçant $\frac{d\omega}{dt}$ par sa valeur donnée ci-dessus :

$$F_2 = \frac{ph}{g}\,\frac{\pi^2}{T^2} \sin i \qquad (4)$$

Supposons par exemple que T soit égal à 6″, que l'angle i soit de 20° et que le point M soit pris dans une hune à une hauteur $h = 20$ mètres, on a alors :

$$F_2 = p \times \frac{20}{9{,}81} \cdot \frac{9{,}86}{36} \times 0{,}34 = 0{,}19\,p$$

Ainsi l'effort F_2, qui, par suite de l'inertie de la matière, agit perpendiculairement au mât, au point M, est égal aux $\frac{19}{100}$ du poids de M; la composante p' du poids p, agissant dans la même direction, est au même instant : $p' = p \sin i = 0{,}34\, p$, en sorte que l'effort qui tend à fléchir le mât se trouve porté de $0{,}34\, p$ à $(0{,}34 + 0{,}19)\, p = 0{,}53\, p$, c'est-à-dire qu'il est augmenté dans le rapport de 0,53 à 0,34 ou 1,56 à 1.

La formule (4) montre que la force d'inertie tangentielle augmente avec l'angle i; elle atteint donc bien son maximum, comme nous l'avons dit au § 83, quand le navire est aux extrémités de son oscillation, et elle est d'autant plus forte que cette oscillation est plus ample. On voit de plus que F_2 augmente rapidement quand T diminue, c'est-à-dire que plus l'oscillation est rapide, plus les fatigues dues à la force d'inertie tangentielle sont grandes, plus le roulis est *dur*.

6. Force d'inertie tangentielle dans le tangage. — La formule (4) peut convenir au cas du tangage, à condition d'y désigner par h la distance du point que l'on considère à l'axe d'oscillation longitudinal, et par T la durée de l'oscillation dans ce sens. Nous savons que, sur houle, celle-ci est égale à la période même de la houle. Supposons par exemple le navire sur une houle de 100^m : la demi-période de la houle ou T est $4''$. Admettons que l'oscillation se fasse autour d'un axe placé au milieu de la longueur et considérons un point à une distance du milieu égale à 40 mètres; enfin supposons que $i = 4°$. On a alors :

$$F_2 = p \times \frac{40}{9{,}81} \times \frac{9{,}86}{16} \sin 4° = 0{,}17\, p$$

La force F_2 est sensiblement verticale et par conséquent s'ajoute au poids ou s'en retranche, suivant que le navire

est à une extrémité ou à l'autre de son oscillation : le poids apparent varie ainsi de 0,83 p à 1,17 p, et cela pour un tangage modéré.

7. Force d'inertie centrifuge due au mouvement orbitaire dans le roulis sur houle. — Cherchons maintenant à calculer la force d'inertie centrifuge due au mouvement orbitaire de la houle, en admettant que le navire participe exactement à ce mouvement. Supposons par exemple une houle de 6 mètres de profondeur et 10″ de durée totale. Chaque molécule décrit en 10″ un cercle de 6 mètres de diamètre avec une vitesse uniforme. Cette vitesse a donc pour valeur

$$v = \frac{3{,}1416 \times 6^{m}}{10} = 1^{m},88$$

Par suite, la force centrifuge est :

$$F_1 = \frac{m v^2}{r} = \frac{p}{g}\,\frac{v^2}{r} = \frac{p}{9{,}81} \times \frac{(1{,}88)^2}{3} = 0{,}12\ p$$

On voit que par suite de cette force, le poids apparent variera entre 0,88 p et 1,12 p, entre le moment où le navire sera sur un sommet et le moment où il sera dans un creux de lame. L'écart pourrait être beaucoup plus grand avec des houles plus profondes et plus escarpées.

Nous ne calculerons pas l'effet de la force centrifuge dans le mouvement oscillatoire, car il faudrait pour cela connaître la valeur de la vitesse ω à chaque instant de ce mouvement ; le calcul de cette vitesse nous entraînerait trop loin.

Note H.

DIRECTION DE LA PESANTEUR APPARENTE DANS LA HOULE.

Soit (fig. 136) O le centre du cercle, orbite de la molécule M. Le poids apparent de M est la résultante de son poids réel $p = mg$ et de sa force centrifuge $F_1 = \frac{mv^2}{r}$. Or dans les deux triangles semblables pMp' et OIM on a :

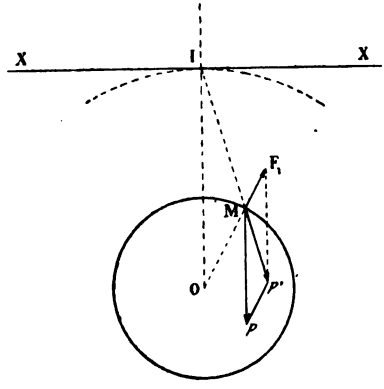


Fig. 136.

$$\frac{OI}{OM} = \frac{Mp}{pp'} = \frac{p}{F_1}$$

d'où

$$OI = \frac{pr}{F_1} = \frac{mg\,r^2}{mv^2}$$

$$OI = \frac{gr^2}{v^2}$$

Mais $v = \omega r$ d'où

$$\overline{OI} = \frac{g}{\omega^2}$$

Appelons T la période de la houle :

$$\omega = \frac{2\pi}{T}$$

d'où

$$\overline{OI} = \frac{gT^2}{4\pi^2}$$

Mais on a établi au § 63 la relation suivante entre la période de la houle et sa longueur L :

$$T = \sqrt{\frac{2\pi L}{g}}$$

En substituant dans l'expression de $\overline{OI}$, celle-ci devient :

$$\overline{OI} = \frac{g \times 2\pi L}{g \times 4\pi^2} = \frac{L}{2\pi}$$

C'est-à-dire que $\overline{OI}$ est le rayon R du cercle générateur de la trochoïde décrite par le point M et constituant le profil d'onde. Par suite I est le point de contact de ce cercle générateur avec la droite XX sur laquelle il roule. Donc, en vertu de ce que nous avons établi dans la note F la droite IM est normale au profil d'onde. Ainsi, *en chaque point de la houle, la direction de la pesanteur apparente est normale au profil d'onde qui passe par ce point.*

TABLE DES MATIÈRES

CHAP. I. — **Définition des principaux éléments géométriques du navire.**

Pages.

1. Principe d'Archimède 1
2. Déplacement, flottaison, carène, œuvres-mortes 3
3. Déplacement d'un navire en pleine charge, lège. Exposant de charge 3
4. Plan longitudinal, extrémités, côtés 3
5. Flottaisons isocarènes 4
6. Dimensions principales d'une carène 4
7. Lignes représentatives d'une carène 8
8. Échelles de tirants d'eau 11
9. Différence, arc et contre-arc 12
10. Mesure de l'arc d'un navire au moyen du cadre 15

CHAP. II. — **Calcul du déplacement et des divers autres éléments géométriques de la carène d'un navire.**

11. Aire d'un couple ou d'une ligne d'eau 18
12. Volume et déplacement d'une carène 21
13. Échelle de déplacement 25
14. Usage de l'échelle de déplacement 25
15. Interpolation numérique 26
16. Détermination du déplacement correspondant à des tirants d'eau quelconques 27
17. Centre de carène, sa détermination 31
18. Formules approximatives 32

Chap. III. — Stabilité transversale et longitudinale d'un navire faiblement incliné. Applications usuelles.

Pages.

19. Définition générale de la stabilité 36
20. Stabilité transversale, stabilité longitudinale 37
21. Couple de stabilité transversale. Hauteur métacentrique. Moment de stabilité 37
22. Stabilité de poids. Stabilité de forme 40
23. Stabilité sous un angle très petit ou stabilité initiale. — Métacentre 41
24. Stabilité longitudinale 42
25. Effet produit par le transport horizontal d'un poids 43
26. Moment nécessaire pour produire une inclinaison transversale de 1° 46
27. Moment nécessaire pour faire varier de un centimètre la différence des tirants d'eau 46
28. Changement de stabilité initiale produit par le transport vertical d'un poids 47
29. Effet produit par la translation d'un poids dans une direction quelconque 48
30. Effet produit par l'addition d'un poids 49
31. Stabilité et assiette d'un navire échoué par un point de sa quille 53
32. Échouage au bassin 56
33. Lancement 62
34. Poids suspendus, chargement mobile 67
35. Calcul de la position du centre de gravité du navire. — Expérience de stabilité 70
36. Valeurs ordinaires de $r - a$ 72
37. Moyens d'augmenter $r - a$ 74

Chap. IV. — Stabilité d'un navire sous les grandes inclinaisons.

38. Nécessité d'étudier la stabilité sous les grandes inclinaisons. 76
39. Courbe des centres de carène, courbe des bras de levier de redressement, courbe de stabilité statique 77
40. Comparaison de deux navires, au point de vue de la stabilité statique 80
41. Inclinaison transversale finie produite par le transport d'un poids 81

Pages.

42. Inclinaison produite par une force quelconque..... 84
43. Stabilité dynamique..... 85
44. Importance de la forme de la courbe de stabilité..... 86
45. Réserve de stabilité..... 87
46. Effet dû à la vitesse acquise..... 88
47. Influence de la forme des œuvres mortes sur la stabilité. 89
48. Tableau de renseignements concernant la stabilité de quelques navires..... 92
49. Remarque..... 93
50. Règles pratiques d'arrimage et de manœuvre..... 94

CHAP. V. — **Du roulis d'un navire en eau calme.**

51. Durée d'oscillation d'un pendule..... 97
52. Assimilation du navire, oscillant en eau calme, à un pendule composé..... 100
53. Application de cette formule au cas du navire..... 101
54. Vérification expérimentale de la formule..... 101
55. Conséquences de la formule..... 102
56. Expérience d'inertie..... 103
57. Durée de l'oscillation de quelques navires..... 104
58. Effet des résistances passives..... 105
59. Tangage en eau calme..... 106

CHAP. VI. — **De la houle.**

60. Apparence de la houle; mouvement orbitaire des molécules..... 108
61. Étude géométrique de la houle..... 110
62. Limite de hauteur de la houle..... 113
63. Relation entre la longueur de la houle, sa période et sa vitesse de propagation..... 114
64. Longueurs et hauteurs ordinaires de la houle..... 117
65. Inclinaison maxima de la houle..... 118
66. Agitation de la mer en dessous de la surface..... 120
67. Déformation d'une masse liquide prise dans l'intérieur de la houle..... 122
68. Remarque sur la possibilité de la théorie précédente.... 124
69. Altérations que fait subir à la houle le voisinage des côtes. 124
70. Clapotis..... 126

Chap. VII. — **Roulis et tangage sur houle.**

Pages.

71. Rappel des principes de la mécanique relatifs aux forces d'inertie 129
72. Direction et intensité de la poussée dans la houle..... 131
73. Moment de redressement du navire par rapport à la normale à la houle 133
74. Roulis relatif et roulis absolu..... 134
75. Influence de la durée de l'oscillation en eau calme, au point de vue du roulis sur houle..... 135
76. Cas des roulis synchrones à la lame..... 137
77. Amplitude maxima des roulis. — Moyens de la réduire.. 142
78. Roulis non isochrones à la lame..... 144
79. Résultats d'expérience..... 147
80. Remarques relatives à ce qui précède..... 149
81. Chambres d'équilibre..... 150
82. Tangage sur houle..... 152

Chap. VIII. — **Effets du roulis et du tangage.**

83. Variation des forces d'inertie dans un corps oscillant... 155
84. Pesanteur apparente sur un navire roulant en eau calme. 158
85. Effets du tangage..... 163
86. Pesanteur apparente dans le cas du roulis sur houle.... 163
87. Direction d'un pendule à bord d'un navire qui roule..... 165

Chap. IX. — **Du gouvernail.**

88. Pression exercée par l'eau sur une surface plane en mouvement dans son sein 168
89. Mode d'action du gouvernail..... 170
90. Giration, dérive..... 172
91. Surface ordinairement donnée au gouvernail..... 175
92. Influence de la vitesse sur la giration..... 176
93. Relation entre le rayon de giration et le rapport $\frac{S}{D}$..... 176
94. Influence de l'angle de barre sur le diamètre et la durée des girations 178
95. Perte de vitesse pendant la giration 178

Pages.

96. Effet de l'hélice sur le gouvernail..... 179
97. Stabilité de route d'un navire..... 182
98. Quelques remarques pratiques relatives à la manœuvre. 183
99. Forme des gouvernails..... 185
100. Effort nécessaire pour la manœuvre; but des gouvernails compensés..... 187
101. Gouvernails doubles, gouvernails auxiliaires..... 188
102. Bande du navire pendant la giration..... 190

CHAP. X. — **Résistance des carènes et propulsion.**

103. Complexité du problème de la résistance des carènes .. 191
104. Résistance de quelques solides géométriques..... 192
105. Résistance d'un navire remorqué..... 198
106. Puissance nécessaire pour la propulsion d'un navire. — Utilisation..... 200
107. Coefficient d'utilisation anglais..... 204
108. Propulsion par voiles. Surface de voilure. Stabilité sous voiles..... 205

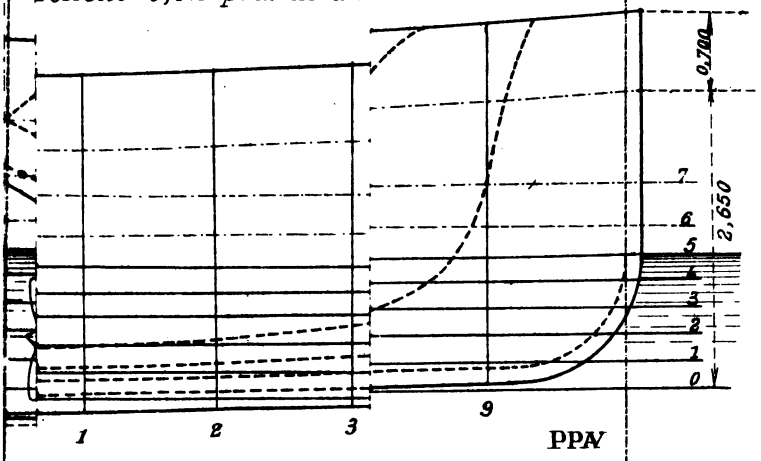
Notes complémentaires.

Note **A.** — Démonstration de la formule $r = \frac{I}{V}$..... 212
Note **B.** — Changement d'assiette d'un navire échoué par un point de sa quille..... 216
Note **C.** — Formules approximatives de M. Normand pour la détermination de r et de R..... 219
Note **D.** — Durée d'oscillation d'un pendule simple..... 221
Note **E.** — Longueur du pendule simple synchrone à un pendule composé..... 224
Note **F.** — Tangente en un point de la trochoïde..... 227
Note **G.** — Valeur des forces d'inertie centrifuge et tangentielle. Application au cas du mouvement de roulis et de tangage d'un navire..... 229
Note **H.** — Direction de la pesanteur apparente dans la houle. 239

Planche hors texte.

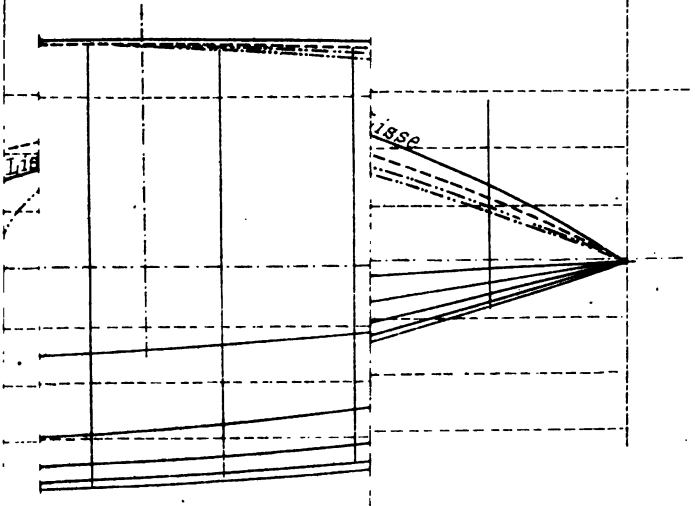
Plan de formes..... 246

Echelle 0,015 pour mètre



P]

helle 0,015 p.m.)



Eng 5059.03
Notions elementaires de mecaniqu
Cabot Science 005187606
3 2044 092 001 197